

Untersuchung des Massenflusses in dem engen Doppelsternsystem UW Canis Majoris

Den Naturwissenschaftlichen Fachbereichen
der Friedrich-Alexander-Universität
Erlangen-Nürnberg

zur Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von

Horst Drechsel
aus Nürnberg

November 1978

1978 № 362

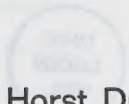
Digitized by the Internet Archive
in 2026

Untersuchung des Massenflusses in dem engen Doppelsternsystem UW Canis Majoris

Den Naturwissenschaftlichen Fachbereichen
der Friedrich-Alexander-Universität
Erlangen-Nürnberg

zur Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von



Horst Drechsel
aus Nürnberg

November 1978

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaftlichen
Fachbereichen der Universität Erlangen-Nürnberg.

Tag der
mündlichen Prüfung: 29. November 1978

Vorsitzender der
Promotionskommission: Professor Dr. E. Schweizer, Erlangen
Erstberichterstatter: Professor Dr. J. Rahe, Erlangen
Zweitberichterstatter: Professor Dr. W.C. Seitter, Münster



Inhaltsverzeichnis

Seite:

Zusammenfassung	6
A. Einleitung	9
B. Beobachtungen	17
I. Optische Beobachtungen	17
II. UV - Beobachtungen	19
1. COPERNICUS-Messungen	19
2. IUE-Messungen	25
C. Analyse optischer Beobachtungen	31
I. Photometrische Lösung	31
1. Theoretische Lichtkurven	31
a) Parameter des Modells	32
b) Logische Organisation	34
c) Lösungsmodi	38
2. Bestimmung der Elemente	39
a) Anfangswerte	40
b) Beste Lösung	41
3. Periodenkontrolle	51
II. Spektroskopische Ergebnisse	55
III. Absolute Dimensionen	60
D. Analyse der UV-Messungen	62
I. Reduktion der Daten	62
1. Wellenlängen-Reduktion	62

	Seite:
2. Photometrische-Reduktion	64
a) Kosmische Strahlung und geladene Teilchen	64
b) Streulicht	65
c) Führungsfehler	66
II. Theoretische Linienprofile	67
1. Strömungsgleichung	70
2. Eine Näherungsannahme	72
3. Ergiebigkeit	73
4. Strahlungsfeld in der Linie	76
5. Linienprofil	77
III. Berechnung der Linienprofile	81
1. Strahlungsfeld des Sterns	81
2. Geschwindigkeitsgesetz	82
3. Optische Tiefe der Hülle	83
a) Dichte der streuenden Ionen	84
b) Theoretische Ionisations- gleichgewichte	85
c) Variation der Ionisations- verhältnisse	88
4. Fehlerbetrachtung	90
a) Theoretische Genauigkeit	90
b) Numerische Genauigkeit	92
IV. Vergleich der gemessenen und theoretischen Linienprofile	94
1. Variation der Profilparameter	94
a) Geschwindigkeitsgradient	95
b) Optische Tiefe	98

	Seite:
2. Bestimmung der Elektronentemperatur und Massenverlustrate	103
V. Diskussion	108
1. Beschleunigungsmechanismus	108
2. Effektivität einzelner Linien	109
3. Zeitskalen	112
4. Energiedissipation	115
5. Elektronentemperatur und Massen- verlustrate	116
a) Elektronentemperatur	116
b) Massenverlustrate	120
E. Entwicklung des Systems	124

Literaturverzeichnis	130
----------------------	-----

Zusammenfassung

Durch die Analyse photoelektrischer Lichtkurven des Bedeckungsveränderlichen UW CMa (O7 Ia : fp + O-B) anhand des Wilson-Devinney-Modells wurden die absoluten Radien R , Massen M , Leuchtkräfte L , der Abstand A der beiden Komponenten mit den effektiven Temperaturen $T_1 = 43000$ K und $T_2 = 42720$ K und die Bahnneigung i bestimmt:

$$R_1 = 20 R_{\odot}$$

$$R_2 = 18 R_{\odot}$$

$$M_1 = 41 M_{\odot}$$

$$M_2 = 31 M_{\odot}$$

$$L_1 = 1.3 \cdot 10^6 L_{\odot}$$

$$L_2 = 1.0 \cdot 10^6 L_{\odot}$$

$$A = 47 R_{\odot}$$

$$i = 69^{\circ}$$

Der Parameterausgleich liefert eine konvergente Lösung, die über die resultierenden Werte des Oberflächenpotentials und des Massenverhältnisses $M_2/M_1 = 0.75$ die Konfiguration von UW CMa als enges Kontaktsystem festlegt. Beide Komponenten füllen ihre Roche-Grenzen aus. Starke Störungen der Lichtkurve können in Einklang mit der Kontaktkonfiguration durch Massenfluß - und Massenverlusteffekte erklärt werden.

Mit dem gefundenen Massenverhältnis, der Bahnneigung und den Radien lassen sich die spektroskopischen Beobachtungen gut durch theoretische Radialgeschwindigkeitskurven darstellen,

die wegen der Verformung der beiden Komponenten durch Gezeitenstörung trotz kreisförmiger Bahnen ($e = 0$) asymmetrisch sind.

Eine Periodogramm-Analyse von photometrischen Daten und Minimumszeiten ergab die Lichtwerte

$$\text{JD (Hauptminimum)} = 2442424.^{\text{d}} 014 \pm 4.^{\text{d}} 393421 \cdot \text{Epoche.} \\ (\pm 0.010)(\pm 0.000010)$$

Eine systematische Auswirkung der durch Massenverlust und Massenaustausch verursachten Periodenänderung auf die (O-C) - Werte der letzten 70 Jahre ist nicht feststellbar, da diese nur $0.006 \text{ s} \cdot \text{yr}^{-1}$ beträgt.

Die COPERNICUS - und IUE - Satellitenbeobachtungen im fernen Ultraviolettbereich des Spektrums von UW Cma zeigen ausgeprägte P Cygni Linien der Ionen

C III, C IV, NV, Si IV, P V, S IV und Fe III,

einige photosphärische Linien der O7 - Komponente von N III und He II sowie zahlreiche interstellare Linien. Die Sekundärkomponente tritt in diesem Spektralbereich nicht in Erscheinung.

Die Profile der Linien von C III, Si IV, P V, und S IV wurden mit theoretischen P Cygni Linienprofilen verglichen, die unter der Annahme isotroper und kohärenter

Streuung (ideale Resonanzlinien) in einer sphärisch symmetrischen expandierenden zirkumstellaren Hülle berechnet wurden, die sich infolge von kontinuierlichem Massenverlust durch Sternwind um die O7 - Komponente herum ausgebildet hat. Die Anpassung der theoretischen Profile an die Beobachtungen wurde durch Variation von Parametern des Geschwindigkeitsgesetzes und der optischen Tiefe erreicht, die mit dem Geschwindigkeitsgradienten und dem integrierten Linienabsorptionskoeffizienten korreliert ist, wobei der letztere Ausdruck wiederum u.a. von der Massenverlustrate und der radialen Variation der Ionisationsgleichgewichte bestimmt wird, die von der Elektronentemperatur der Hülle abhängig sind. Die Analyse der untersuchten P Cygni Linien ergibt für die Massenverlustrate und die Elektronentemperatur die Werte

$$\begin{aligned}\dot{M} &= 2.3 (\pm 0.8) \cdot 10^{-6} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1} \\ T_e &= 2.2 (\pm 0.4) \cdot 10^5 \text{ K.}\end{aligned}$$

UW CMa ist ein entwickeltes Kontaktsystem. Anhaltspunkte für die weitere Entwicklung in ein Wolf-Rayet-Doppelsternsystem werden diskutiert.

A. Einleitung

Die Untersuchung von physischen Doppelsternen ist ein äußerst wichtiges Mittel zur Prüfung und Ergänzung der Theorie der Sternentwicklung: photometrische und spektroskopische Beobachtungen an Doppelsternsystemen bilden die einzige Quelle unserer Kenntnis absoluter Sternmassen; beide Komponenten eines Systems sind mit hoher Wahrscheinlichkeit zur selben Zeit aus der gleichen Art von Materie entstanden und sind gleich weit von uns entfernt; neben der fundamentalen Zustandsgröße der Masse liefern die Beobachtungen auch absolute Radien und Leuchtkräfte.

Während bei einem Einzelstern die Flächen gleicher Dichte mit sphärischen Äquipotentialflächen zusammenfallen, sind die Formen der Komponenten von Doppelsternen abhängig von der durch Gravitationswechselwirkung und Umlaufbewegung beeinflussten Struktur der Äquipotentialflächen des Systems. Die Theorie des inneren Aufbaues der Sterne zeigt, daß der größte Teil der Sternmasse auf einen kleinen Kern konzentriert ist. Deshalb ist die Annahme zweier Punktmassen eine gute Näherung (Roche - Modell). Die Berücksichtigung von Zentrifugalbeschleunigung und Gravitationsbeschleunigung durch beide Komponenten ergibt Äquipotentialflächen, die in Abbildung 7 für drei ausgezeichnete Werte des Potentials durch einen Meridianschnitt veranschaulicht sind. Für große Potentialwerte bestehen die Meridianschnitte aus getrennten Ovalen und in den

Grenzfällen sehr großer Trennung der Komponenten oder sehr kleinen Abstands von den Massenzentren aus Kreisen. Bei kleinen Potentialwerten dagegen erhält man Kurven, die beide Massen umschließen. Den Übergang bildet die sogenannte " Roche - Grenze ", die im Meridianschnitt die in Abbildung 7 gestrichelt gezeichnete Form einer liegenden Acht besitzt. Der Schnittpunkt ist der innere Librationspunkt, in dem alle Kräfte verschwinden. Massenelemente außerhalb der Roche - Grenze können nicht mehr eindeutig einem der beiden Sterne zugeordnet werden. Die andere gestrichelte Linie deutet die kritische Grenzfläche für äusseren Kontakt an. Bei noch kleineren Potentialwerten öffnen sich die Äquipotentialflächen. Die durchgezogene Linie entspricht dem Wert des Oberflächenpotentials des Doppelsternsystems UW Canis Majoris. Das Roche - Modell dient zur Einteilung der Doppelsterne in drei Konfigurationsklassen: getrennte, halbgetrennte und Kontaktsysteme, bei denen keine, eine oder beide Komponenten ihre Roche - Grenzen ausfüllen.

Der Bedeckungsveränderliche UW Canis Majoris (= 29 CMa = HD 57060) ist ein enges Kontaktsystem, das aus zwei massereichen frühen Sternen besteht . Die hellere Primärkomponente wurde von Walborn (1971) als O7 Ia : fp - Überriese klassifiziert. Der Index f bedeutet, daß He II ($\lambda 4686$) und N III Emissionslinien im visuellen Spektrum vorhanden sind. Linien der schwächeren Sekundärkomponente sind nur schwer zu erkennen. Deshalb ist die Spektralklassifikation als OB - Stern entsprechend unsicher. Frost (1906) entdeckte als erster eine variable Radialge-

schwindigkeit, deren Periode Harper (1920) zu $P = 4.3934$ Tage bestimmte. Spektroskopische Beobachtungen von Pearce (1932) zeigten die Sekundärkomponente, während bei Untersuchungen von Luyten und Ebbighausen (1935) und Struve und Sherman (1941) diese nicht entdeckt werden konnte. Diese Autoren stellten fest, daß die Emissionslinien in ihrer Intensität und Struktur variabel sind und schlossen daraus auf die Existenz einer expandierenden rotierenden Hülle. Struve et al. (1958) fanden phasenkorrelierte Variationen der HeII und N III - Emissionslinien und eine stationäre $H\alpha$ - Emission, die aus einer das ganze System umgebenden Hülle stammen sollte. Erste Beobachtungen des UV - Spektrums wurden von McCluskey, Kondo und Morton (1975) und McCluskey und Kondo (1976) mit dem COPERNICUS - Satelliten durchgeführt. Die neueste spektroskopische Untersuchung stammt von Hutchings (1977).

Lösungen photographischer Lichtkurven wurden von Gaposchkin (1936) und Seyfert (1941) veröffentlicht. Die bisher einzige Analyse photoelektrischer Messungen ist von Leung und Schneider (1978 b).

In Abschnitt C. dieser Arbeit werden absolute Dimensionen und Bahnelemente von UW CMa aus optischen Beobachtungen abgeleitet, die UW CMa als enges Kontaktsystem ausweisen. Beide Komponenten füllen infolge von Expansion in der späten Phase des zentralen Wasserstoffbrennens ihre Roche - Grenzen aus. Es kommt bei weiterer Entwicklung

zur Abströmung von Materie, die dem System fast vollständig verloren geht.

Der Einsatz von Raketen und Satelliten in neuester Zeit machte in großem Umfang UV-Spektroskopie möglich und zeigte, daß leuchtkräftige heiße Sterne (Spektraltyp O-B) stetigen Massenverlust in Form von Sternwind erleiden. Den entscheidenden Beobachtungshinweis liefern die sogenannten "P Cygni Linien" im fernen Ultraviolettbereich des Sternspektrums. Man versteht darunter ein kombiniertes Absorptions-Emissions-Profil (Abbildung 10), das durch die Expansion einer zirkumstellaren Materiehülle entsteht, die sich infolge kontinuierlichen Massenverlusts des Sterns ausbildet. Die im Sichtbereich vor der Sternscheibe liegenden Teile der Hülle erzeugen wegen ihrer Bewegung auf den Beobachter zu eine kurzweilig verschobene Absorption im Kontinuum der Sternstrahlung, während die Emission der gesamten Hülle ein symmetrisches unverschobenes Emissionsprofil ergibt, das wegen der Expansion Doppler-verbreitert ist.

In der zirkumstellaren Hülle haben die Materiedichte und wegen der starken geometrischen Verdünnung auch die Intensität der photosphärischen Strahlung so niedrige Werte, daß wegen der kleinen Rekombinationsraten zwar hohe Ionisationsverhältnisse entstehen können, sich diese Ionen jedoch mangels Stoß- oder Photonenanregung fast alle im Grundzustand befinden sollten. Die Wellenlängen, bei denen diese Ionen dann absorbieren können, liegen mit wenigen Ausnahmen unterhalb von $3000 \text{ \AA}$, vorwiegend im Bereich um $1000 \text{ \AA}$, also im fernen UV-Bereich der Sternspektren.

Während P Cygni Profile zuerst von Struve und Swings (1940), Swings (1942) und Beals (1951) in den visuellen Spektren einiger leuchtkräftiger O - und B - Sterne beobachtet wurden, wodurch die Existenz von Gasströmungen in den Sternatmosphären mit Radialgeschwindigkeiten bis zu $400 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ nachgewiesen werden konnte, bewiesen dann später Morton (1967 a) Carruthers (1968), Stecher (1970) und Smith (1970) durch Raketenbeobachtungen aus Dopplerverschiebungen in P Cygni Linien von 1000 bis $3000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, daß Massenverlust stattfinden mußte, da die beobachteten Geschwindigkeiten weit über den Entweichgeschwindigkeiten der entsprechenden Sterne lagen.

Erste quantitative Schätzungen des Effekts stammen von Morton (1967 b), der unter der Annahme konstanter Flußgeschwindigkeit aus den Resonanzlinien von NV und Si IV in δ Ori (O 9.5 II), ϵ Ori (B0 Ia) und γ Ori (O 9.7 Ib) die Massenverlustrate $\dot{M} \approx 10^{-6} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ bestimmte. Van Helden (1972) wendete auf die blauverschobenen Absorptionsprofile von H β , H γ und H δ in o² Cma (B3 Ia) das Modell einer planparallelen LTE Atmosphäre an und gab den Massenverlust mit $\dot{M} = 10^{-8}$ bis $10^{-9} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ an.

Hutchings (1968, 1969, 1970) berechnete P Cygni Profile in einem Modell, in dem er nach außen hin zunehmende Flußgeschwindigkeiten zuließ. Damit fand er die relativ hohen Massenverlustraten $\dot{M} \approx 5 \cdot 10^{-4} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ für P Cygni

(B1 pe), $10^{-4} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ für HD 152408 (O9 Ia : fpe)
und $10^{-5} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ für γ^1 Sco (B1.5 Ia : p) und für
HD 151804 (O8 Ia : f).

Erste theoretische Arbeit über den Mechanismus, der für den Massenverlust verantwortlich ist, wurde von Lucy und Solomon (1970) geleistet. Der Impulsübertrag von Photonen auf Ionen bei Absorption der Sternstrahlung in Resonanzlinien sollte zu einer radialen Beschleunigung der Materie führen. Nach der Meinung dieser Autoren können dabei nur sehr wenige Resonanzlinien wirksam werden. Die obere Grenze für den Massenverlust gaben sie deshalb mit $\dot{M} \leq 3 \cdot 10^{-8} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ an. Dagegen erklärte Hutchings seine hohen Verlustraten dadurch, daß für den Impulsübertrag von der Sternstrahlung auf die Materie der Sternatmosphäre viele Absorptionslinien (insgesamt etwa 100 bei P Cygni) verantwortlich sind. Die Theorie von Castor, Abbott und Klein (1975) für den Massenverlust heißer Sterne erforderte ebenfalls, daß zusätzlich zu den von Lucy und Solomon vorgeschlagenen Linien weitere Resonanzlinien im unbeobachtbaren Spektralbereich jenseits der Lyman - Grenze einschließlich des Lymankontinuums von He II effektiv werden.

Lamers (1975) analysierte mit Hilfe der Theorie von Lucy (1971) für sphärisch symmetrische expandierende Atmosphären Profile des Mg II Resonanzdoublets und der Resonanzlinie von Fe II λ 2586 im Spektrum von α Cyg (A2 Ia), die mit dem Utrecht S59 Spektrometer

an Bord des TD - 1A Satelliten gemessen worden waren.

Daraus ergab sich für den Massenverlust eine untere Grenze von $\dot{M} \geq 3 \cdot 10^{-10} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$. Unsicherheiten im Ionisationsgleichgewicht und ungenügende spektrale Auflösung ($1.8 \text{ \AA}$) ließen eine Bestimmung der oberen Grenze nicht zu.

Kuan und Kuhl (1975) berechneten unter ähnlichen Annahmen wie Lucy Profile von $H\beta$, $H\gamma$ und $H\delta$. Für P Cygni fanden sie $\dot{M} = 3.4 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ und für neun andere Sterne (von B 5 bis A 2) Werte zwischen $5 \cdot 10^{-7}$ und $6 \cdot 10^{-8} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$.

Seit August 1972 liefert das Spektrometer an Bord des COPERNICUS - Satelliten genaue Profile von Linien im fernen UV - Bereich (950 bis 1560 $\text{\AA}$) mit einer Auflösung von 0.05 oder 0.20 $\text{\AA}$, die durch deutliche Merkmale von Massenfluß geprägt sind. Snow und Morton (1976) haben die P Cygni Linien, die in den COPERNICUS UV - Spektren vieler heißer Sterne identifiziert wurden, in einem Katalog zusammengefaßt.

Beispiele für umfassende hochaufgelöste Beobachtungen im UV - Bereich sind die Messungen an τ Sco (BO V) durch Rogerson und Upson (1977), an 29 CMa (O7 Ia : fp) durch McCluskey, Kondo und Morton (1975) und McCluskey und Kondo (1976) und an γ Oph (O 9.5 V) und γ Pup (O4 I : f) durch Morton (1976) und Morton und Underhill (1976).

In Abschnitt D. dieser Arbeit werden P Cygni Linienprofile aus dem fernen UV - Spektrum von UW Canis Majoris analysiert, die mit dem U2 Spektrometer des Princeton University Telescope an Bord des COPERNICUS Satelliten gemessen worden waren.

Abschnitt E. befaßt sich schließlich mit dem Entwicklungszustand des Systems und seiner möglichen weiteren Entwicklung.

B. Beobachtungen

I. Optische Beobachtungen

Eine photographische Suche nach neuen veränderlichen Sternen wurde im Jahr 1925 an der Remeis - Sternwarte in Bamberg begonnen. Die Himmelsüberwachung, die sich ursprünglich auf die nördliche Hemisphäre beschränkte, wurde 1963 auf den Südhimmel ausgedehnt. Bis jetzt wurden ungefähr 40 000 Photoplatten gewonnen, die die Entdeckung von fast 1800 neuen Veränderlichen ermöglichten.

Photometrische Messungen von UW Canis Majoris wurden auf insgesamt 86 Photoplatten der Bamberger Überwachungsserie durchgeführt, die zwischen November 1963 und Januar 1974 aufgenommen worden waren (Abbildung 8).

Spektroskopische Messungen (Abbildung 9) von Harper (1920), Pearce (1932), Struve und Sherman (1941) und Struve et al. (1958) wurden zusammen mit diesen photometrischen Daten zu einer Periodenkontrolle des Bedeckungsveränderlichen UW CMa verwendet. Radialgeschwindigkeitskurven der beiden Komponenten des Systems wurden aus spektroskopischen Daten der genannten Autoren und von Hutchings (1977) gebildet.

In Verbindung mit diesen spektroskopischen Beobachtungen konnten absolute Dimensionen abgeleitet und die Struktur des Bedeckungssystems durch die Analyse photoelektrischer

Messungen untersucht werden, die Ogata und Hukusaku (1977) mit dem 20 cm - Refraktor des Kanagawa Education Center, Japan, an 68 Nächten in den Jahren 1973 bis 1975 durchgeführt hatten. Das Photometer war mit einem Hitachi 1P21 Photomultiplier ausgerüstet und lieferte Johnson Standard B - und V - Helligkeiten durch die Verwendung der Schott - Filter BG12 + GG13 und GG14.

HD 54669 (= BD - 23^o 4949; Spektraltyp B3 V) wurde als Vergleichssterne benutzt. Die gemessenen differentiellen Helligkeiten von UW Cma in Größenklassen (Veränderlicher minus Vergleichssterne) sind in der in Abbildung 5 gezeigten photoelektrischen Lichtkurve enthalten.

II. UV - Beobachtungen

1. COPERNICUS - Messungen

Der ferne Ultraviolettbereich des Spektrums von UW CMA wurde das erste Mal im Jahre 1973 von McCluskey, Kondo und Morton (1975) mit dem U2 - Spektrometer des Princeton University Telescope (Rogerson, Spitzer et al., 1973) an Bord des COPERNICUS - Satelliten beobachtet.

Abbildung 1 zeigt den Spektralbereich von λ 950 bis λ 1560 mit einer Auflösung von $0.2 \text{ \AA}$ (Kondo, 1978). Das Spektrum ist durch ausgeprägte P Cygni Linien der Elemente C, N, Si, P und S gekennzeichnet. Die N III - Linien bei $\lambda\lambda$ 1006, 1183 und 1184 wurden aufgrund ihrer Radialgeschwindigkeiten, die bei verschiedenen Phasen mit den Bahngeschwindigkeiten des CVF - Sterns übereinstimmen, als photosphärische Absorptionslinien der Primärschicht identifiziert. Außerdem sind zahlreiche interstellare Linien vorhanden, von denen einige in Abbildung 1 identifiziert sind. Die Sekundärkomponente tritt in diesem Spektralbereich nicht in Erscheinung.

Gegenstand dieser Analyse sind COPERNICUS - Messungen, die vom 29. bis 31. Januar 1975 mit dem U2 - Spektrometer erhalten wurden. Im Wellenlängenintervall von λ 1010 bis λ 1510 konnten die ausgeprägten P Cygni Profile der Resonanzlinien von Si IV $\lambda\lambda$ 1393.8, 1402.8, P V λ 1128.0 und S IV $\lambda\lambda$ 1062.7, 1073.0 und des nicht aufgelösten Multipletts von C III λ 1175.7 zur Untersuchung des Massenflusses verwendet werden.

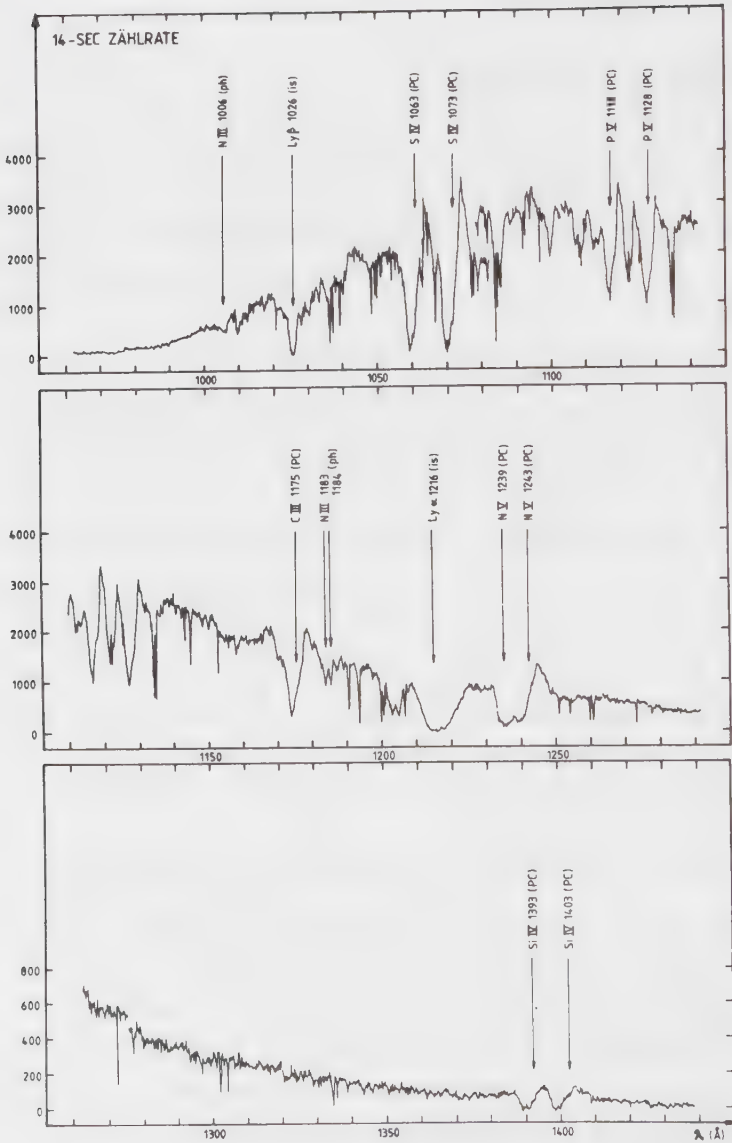


Abb.1: COPERNICUS UV - Spektrum von UW Gma zwischen λ 950 und λ 1560 mit einer Auflösung von $0.2 \text{ \AA}$ (nach Kondo, 1978).

Die sechs Linien des C III - Multipletts erzeugen bei vielen leuchtkräftigen frühen Sternen ein P Cygni Profil (Snow und Morton, 1976). Das mittlere der drei angeregten metastabilen Niveaus, von denen die Linien ausgehen, ist mit dem Grundzustand durch die Linie $\lambda 1908.734$ verbunden, die bei γ^2 Vel ebenfalls mit einem P Cygni Profil auftritt, im IUE-Spektrum von UW CMa (B.II.2.) jedoch nicht identifizierbar ist.

Die erste Spalte der Tabelle 1 enthält die im COPERNICUS UV-Spektrum von Canis Majoris identifizierten stellaren Linien. Die Laborwellenlängen λ_{lab} der zweiten Spalte stammen von Kelly und Palumbo (1973) und von Lamers und Morton (1976). Die Genauigkeit der beobachteten Wellenlängen λ_{obs} (dritte Spalte) beträgt ungefähr $0.02 \text{ \AA}$; das entspricht $5 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ bei $\lambda 1200$. Die Abkürzungen A und E stehen für Absorption - bzw. Emissionsprofil. In der vierten Spalte wird ein Maß für die Intensität der Linie durch das Verhältnis der maximalen Linientiefe (bei Absorption) bzw. der Peakhöhe (bei Emission) zur Intensität des lokalen Kontinuums I_o/I_{con} angegeben. Die beobachteten Radialgeschwindigkeiten v_r der Linienzentren (größte Absorptionstiefe bzw. Emissionshöhe) und v_k der kurzwelligen Kanten der Absorptionskomponenten (Schnittpunkt des gegebenenfalls extrapolierten Verlaufs des Absorptionsprofils mit dem interpolierten Kontinuumsverlauf) sind in der fünften und sechsten Spalte der Tabelle 1 aufgeführt. Die Spalten sieben und acht enthalten die projizierten Sichtlinienkomponenten der Orbitalgeschwindigkeit der Primärkomponente v_{orb} , die aus der in Abschnitt C.II. beschriebenen Radialgeschwindigkeitskurve (Abbildung 9) entnommen wurden, und die Orbitalphasen des

Doppelsternsystems zum Zeitpunkt der Beobachtungen, die sich auf die in Abschnitt C.I.3. angegebenen Lichtelemente beziehen.

Die Entweichgeschwindigkeit V_e vom System kann abgeschätzt werden, indem man diejenige Geschwindigkeit bestimmt, die nötig ist, damit Materie einen Stern verlassen kann, der eine Masse so groß wie die Gesamtmasse $M_1 + M_2$ des Systems besitzt und dessen Radius gleich der Trennung A der Komponenten ist. Aus den in Abschnitt C.III. angegebenen absoluten Dimensionen erhält man $V_e \approx 750 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. Ein Vergleich mit den beobachteten Radialgeschwindigkeiten V_r und V_k und mit den projizierten Umlaufgeschwindigkeiten V_{orb} in Tabelle 1 zeigt, daß die Flußgeschwindigkeiten wesentlich größer als die Bahngeschwindigkeiten und fast immer auch größer als die Entweichgeschwindigkeit sind. Es ist deshalb gesichert, daß das System Massenverlust erleidet.

Alle beobachteten P Cygni Linien, die in dieser Analyse zur Bestimmung des Massenflusses benutzt wurden, sind in Abbildung 2 durch Punkte gezeichnet. Abbildung 3 zeigt das ausgeprägte P Cygni Profil des Resonanzliniendoublets von N V $\lambda\lambda$ 1238.808, 1242.796, das von McCluskey, Kondo und Morton am 22. März 1973 mit dem U2 - Spektrometer an Bord des COPERNICUS - Satelliten erhalten wurde (Kondo, 1978). Wegen Überlagerung der beiden Linien und wegen fast vollständiger Sättigung der Absorptionskomponenten konnte die Messung dieses Resonanzliniendoublets vom 30. Januar 1975 nicht gemeinsam mit den anderen ungesättigten

Tabelle 1. COPERNICUS UV Spektrum von UW Canis Majoris.

Ion	$\lambda_{\text{lab}}(\text{\AA})$	$\lambda_{\text{obs}}(\text{\AA})^{+1}$	I_0/I_{con}	$v_r(\text{km}\cdot\text{s}^{-1})$	$v_k(\text{km}\cdot\text{s}^{-1})$	$v_{\text{orb}}(\text{km}\cdot\text{s}^{-1})$	Phase	Bemerkungen
N III	1006.015	1006.1	A	$\sim + 30$	-	+ 40	0.53	Photosphärische Linie
	1062.672	1059.7	A	- 840	- 1460	+ 120	0.59	P Cygni Profil
S IV		1064.4	E	+ 490	-	+ 120	0.59	
		1059.8	A	- 810	- 1150	- 155	0.11	P Cygni Profil
S IV	1073.045	1063.9	E	+ 350	-	- 155	0.11	
		1070.3	A	- 750	- 1420	+ 120	0.59	P Cygni Profil
		1074.8	E	+ 510	-	+ 120	0.59	
		1070.2	A	- 780	- 1170	- 165	0.12	P Cygni Profil
He II	1084.942	1074.4	E	+ 390	-	- 165	0.12	
		1085.5	A(?)	+ 180	-	+ 200	0.71	Photosphärische Linie
P V	1117.979	1084.2	A	- 205	-	- 165	0.12	Photosphärische Linie
		1116.6	A	- 370	- 770	+ 210	0.73	P Cygni Profil
Fe III	1122.5	1119.7	E	+ 460	-	+ 210	0.73	
		1122.3	A	~ 50	~ 460	+ 210	0.74	P Cygni Profil
		1124.3	E	+ 480	-	+ 210	0.74	
		1120.3	A	- 590	-	- 185	0.15	P Cygni Profil
P V	1128.006	1122.5	E	0	-	- 185	0.15	
		1127.2	A	- 210	- 830	+ 210	0.74	P Cygni Profil
		1130.4	E	+ 640	-	+ 210	0.74	
		1126.4	A	- 430	- 1120	- 185	0.15	P Cygni Profil
C III	1175.66 [*])	1129.1	E	+ 290	-	- 185	0.15	
		1174.0	A	- 440	- 1180	+ 210	0.76	P Cygni Profil
		1178.5	E	+ 710	-	+ 210	0.76	
		1173.7	A	- 490	- 1150	- 205	0.19	P Cygni Profil
N III	1183.030	1177.1	E	+ 360	-	- 205	0.19	
		1183.9	A	+ 220	-	+ 215	0.78	Photosphärische Linie
N III	1184.544	1182.2	A	- 200	-	- 205	0.19	Photosphärische Linie
		1185.4	A	+ 204	-	+ 215	0.78	Photosphärische Linie
N V	1238.821	1183.8	A	- 200	-	- 205	0.19	Photosphärische Linie
		1235.4	A	- 830	- 1630	+ 205	0.81	P Cygni Profil
		1235.3	A	- 860	- 1940	- 210	0.25	P Cygni Profil

Tabelle 1. FORTSETZUNG

I_{on}	$\lambda_{\text{lab}} (\text{\AA})$	$\lambda_{\text{obs}} (\text{\AA})$	I_o/I_{con}	$v_T (\text{km}\cdot\text{s}^{-1})$	$v_K (\text{km}\cdot\text{s}^{-1})$	$v_{\text{orb}} (\text{km}\cdot\text{s}^{-1})$	Phase	Bemerkungen
N V	1242.804	1239.9 A	~ 0.0	- 700	?	+ 205	0.81	} P Cygni Profil } P Cygni Profil } P Cygni Profil mit } unsicherem Untergrund } P Cygni Profil mit } unsicherem Untergrund } P Cygni Profil mit } unsicherem Untergrund } P Cygni Profil mit } unsicherem Untergrund } P Cygni Profil mit } unsicherem Untergrund } P Cygni Profil mit } unsicherem Untergrund
		1244.6 E	1.80	+ 430	-	+ 205	0.81	
		1244.8 E	1.43	+ 470	-	- 210	0.25	
		1389.9 A	~ 0.0	- 830	- 1450	- 65	0.04	
Si IV	1393.755	1394.4 E	~ 1.7	+ 130	-	- 65	0.04	} P Cygni Profil mit } unsicherem Untergrund } P Cygni Profil mit } unsicherem Untergrund
		1389.9 A	~ 0.2	- 830	- 1500	- 165	0.36	
		1394.8 E	~ 1.7	+ 230	-	- 165	0.36	
		1389.9 A	~ 0.0	- 830	- 1230	- 65	0.04	
Si IV	1402.770	1403.9 E	~ 2.0	+ 240	-	- 65	0.04	} P Cygni Profil mit } unsicherem Untergrund } P Cygni Profil mit } unsicherem Untergrund
		1399.0 A	~ 0.1	- 800	- 1500	- 165	0.36	
		1404.0 E	~ 1.8	+ 260	-	- 165	0.36	
		1545.2 A	?	- 750	- 1550	- 170	0.35	
C IV	1548.188	1551.0 E	?	+ 560	-	- 170	0.35	} unsicherem Untergrund

*) mittlere Wellenlänge des nicht aufgelösten Multipletts, gebildet durch Wichtung mit gf - Werten;

+*) A = Absorption; E = Emission.

Linien und aufgelösten Dubletts ausgewertet werden.

Die Ordinaten in den Abbildungen 2 und 3 sind auf das photosphärische Kontinuum normiert, auf den Abszissen sind heliozentrische Wellenlängen aufgetragen. Die in Abschnitt D. I. beschriebenen Wellenlängen - und photometrischen Reduktionen wurden vorgenommen.

2. IUE - Messungen

Das ultraviolette Spektrum von UW Canis Majoris zwischen λ 1200 und λ 3000 mit einer Auflösung zwischen 0.1 und 0.2 Å wurde am 4. Juni 1978 bei der Orbitalphase $\Phi = 0.25$ mit dem " International Ultraviolet Explorer " (IUE) - Satelliten aufgenommen. Die orbitale Sichtlinien - Geschwindigkeitskomponente des O7f - Sterns betrug zur Beobachtungszeit $V_{\text{orb}} = - 210 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. Der gemessene Spektralbereich überschneidet sich auf der kurzwelligen Seite mit den COPERNICUS - Messungen und bildet in seiner langwelligen Ausdehnung die Brücke zu den optischen spektroskopischen Beobachtungen. In Tabelle 2 sind die Ionen der Elemente C, N, Mg, und Si angegeben, deren Linien im IUE - Spektrum identifiziert werden konnten. Analog zu Tabelle 1 enthalten die Spalten zwei bis sechs charakteristische Daten der beobachteten Linien; die Bedeutung der in den einzelnen Spalten aufgeführten Größen wurde in Abschnitt B. II. 1. erklärt.

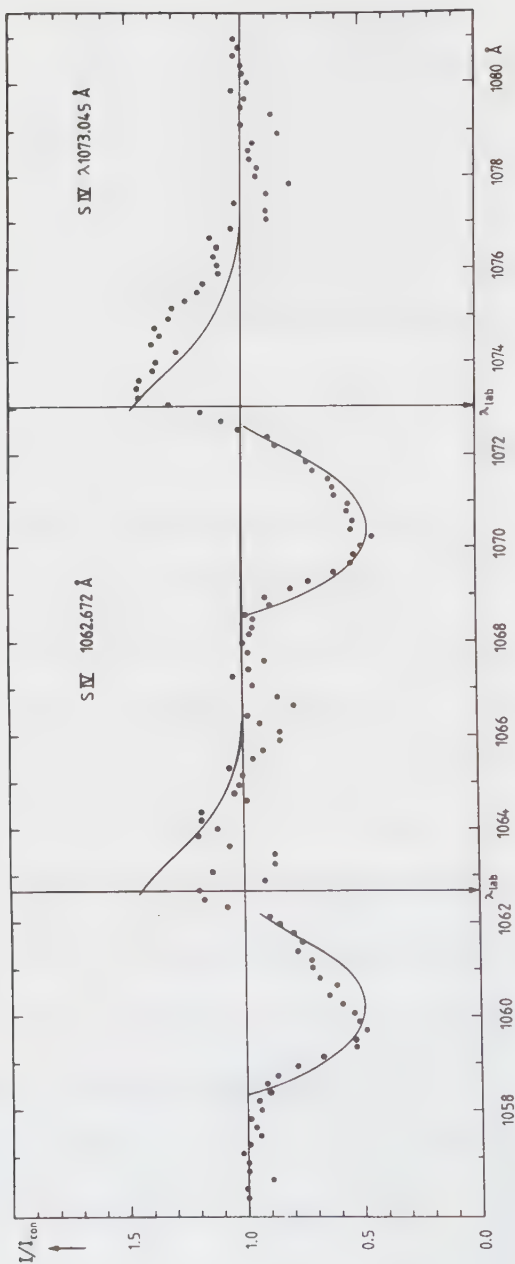


Abb. 2a: P Cygni Profile der Komponenten $\lambda\lambda$ 1062.7, 1073.0 des Resonanzliniendubletts von Si IV. Punkte geben die COPERNICUS - Beobachtungen, durchgezogene Linien die theoretischen Linienprofile (siehe D III .).

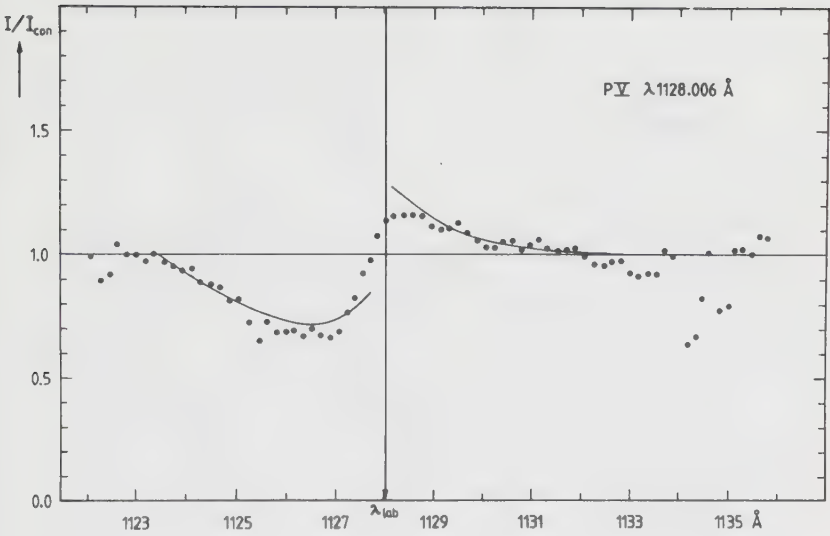


Abb. 2b: P Cygni Profil der Resonanzlinie von P V $\lambda 1128.0$.

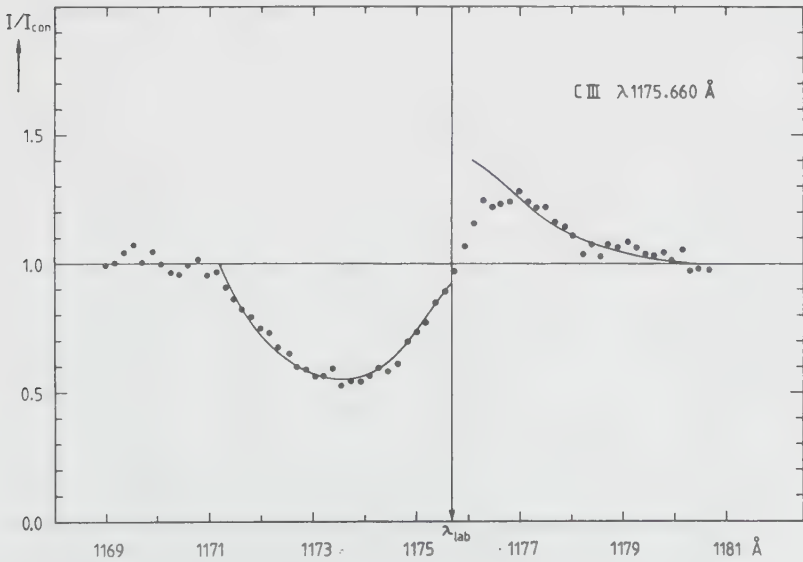


Abb. 2c: P Cygni Profil des Multipletts von C III $\lambda 1175.7$.

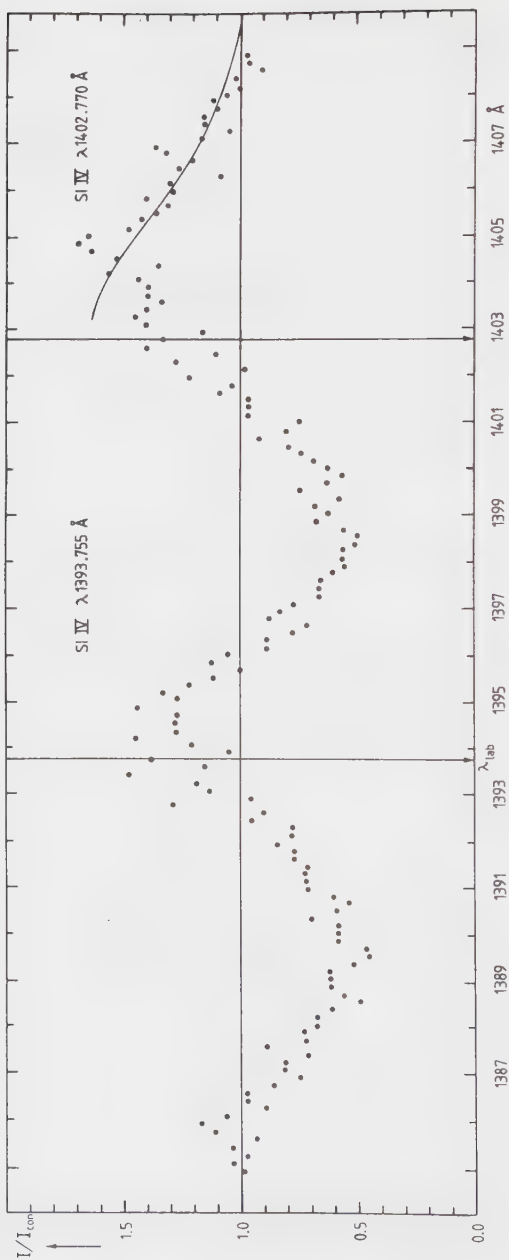


Abb. 2 d: P Cygni Profile der Komponenten $\lambda\lambda$ 1393.8, 1402.8 des Resonanzliniendubletts von Si IV.

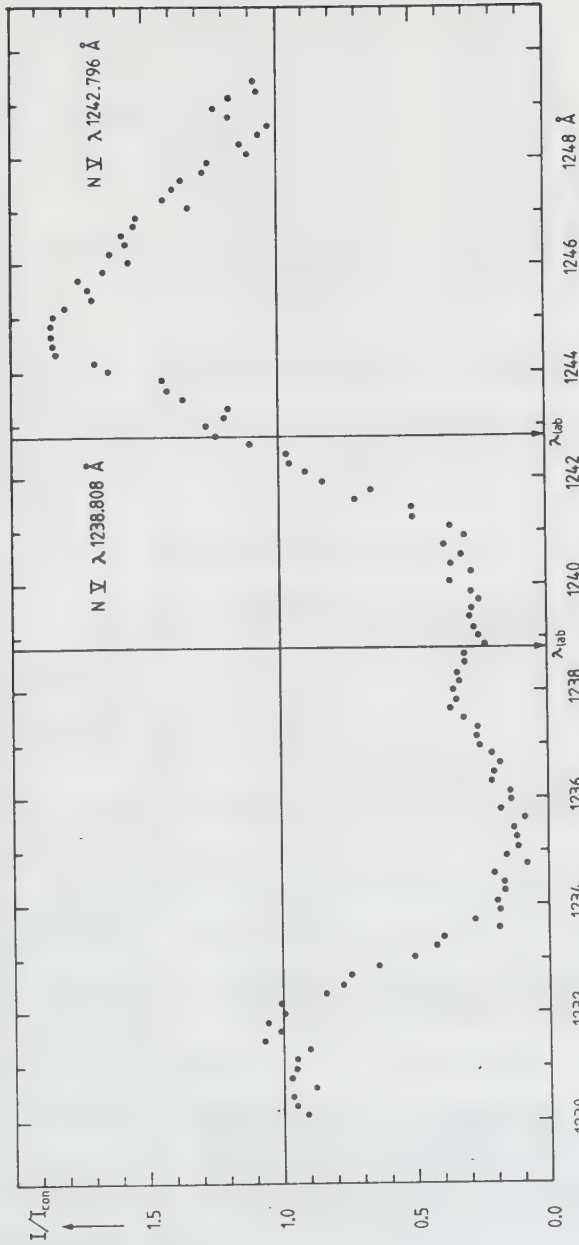


Abb. 3: P Cygni Profile der überlagerten Komponenten $\lambda\lambda\ 1238.8, 1242.8$ des Resonanzlinienblendetts von N V (nach Kondo, 1978).

Tabelle 2. IUE UV Spektrum von UW Canis Majoris. +)

Ion	λ_{lab} (Å)	λ_{obs} (Å)	I_o/I_{con}	v_T (km·s ⁻¹)	v_k (km·s ⁻¹)	Bemerkungen
C III	1175.66*)	1173.2 A	0.17	-	- 1280	P Cygni Profil
N III	1183.030	1178.8 E	1.16	+	-	Photosphärische Linie
N III	1184.544	1182.3 A	0.50	-	-	Photosphärische Linie
Si III ?	1206.533	1183.5 A	0.69	-	-	Existenz unsicher
N V	1238.821	1203.3 A	0.43	-	- 1230	P Cygni Profil, Emission überlagert
N V	1242.804	1235.5 A	~ 0.0	-	- 2140	P Cygni Profil, Absorption überlagert
Si IV	1393.755	1244.0 E	2.20	+	-	P Cygni Profil
Si IV	1402.770	1389.0 A	~ 0.0	-	- 2100	P Cygni Profil
C IV	1548.188	1394.4 E	1.33	+	-	P Cygni Profil
C IV	1550.762	1398.3 A	0.06	-	- 1550	P Cygni Profil, Emission schwach
N IV	1718.551	1403.5 E	1.69	+	-	Existenz unsicher
N III	1747.848	1544.0 A	~ 0.0	-	- 1970	Wahrscheinlich keine Emission
N III	1751.437	1553.5 E	1.25	+	-	Photosphärische Linie
N III	1885.136	1715.0 A	0.48	-	- 1230	Photosphärische Linie
Mg II	2795.528	1746.5 A	0.80	-	-	Photosphärische Linie
Mg II	2802.693	1750.3 A	0.80	-	-	Vorwiegend interstellare Absorption; leicht asymmetrische Linienprofile (wegen Massenfluß ?)

+) Phase 0.25 (4. Juni 1978); $V_{\text{orb}} \approx - 200 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$

x) A = Absorption; E = Emission;

*) mittlere Wellenlänge des nicht aufgelösten Multipletts, gebildet durch Wichtung mit gf - Werten.

C. Analyse optischer Beobachtungen

I. Photometrische Lösung

1. Theoretische Lichtkurven

Photoelektrische Messungen des Bedeckungsveränderlichen UW Canis Majoris wurden mit dem Modell von Wilson und Devinney (1971) verglichen, das die Berechnung monochromatischer Lichtkurven enger Doppelsternsysteme unter Berücksichtigung von Rotations - und Gezeiteneffekten, gegenseitiger Reflexion, Gravitations - und Randverdunkelung erlaubt.

Bei der Berechnung der Lichtkurve wird gegenüber früheren Lösungsverfahren die tatsächliche Form der beiden Sterne verwendet, die in engen Systemen wegen der wechselseitigen Störung der Komponenten von ellipsoidaler oder sphärischer Symmetrie stark abweicht. Die Gravitationswechselwirkung wird gemäß dem klassischen Roche - Modell für enge Doppelsterne mit synchroner Rotation berechnet; Äquipotentialflächen werden also unter der Annahme vollständiger Kondensation der Materie in zwei Punktmassen in den Sternzentren bestimmt.

Das am häufigsten verwendete Russell - Merrill - Modell (Russell und Merrill, 1952) setzt voraus, daß die beiden Komponenten sowie die Isophoten ähnliche Ellipsoide sind. Während diese Annahme nur eine Näherung der tatsächlichen

Verhältnisse darstellt, hat das Modell den Vorteil, daß es sich in ein System sphärischer Sterne transformieren läßt. Dieses rektifizierte System kann mit der Methode von Russell für sphärische Sterne gelöst werden. Systematische Fehler in den so gefundenen Parametern sind jedoch unvermeidlich, da die wahre Gestalt der Komponenten nicht berücksichtigt und eine unrealistische Helligkeitsverteilung angenommen werden.

Das verwendete Verfahren ist dem Russell-Modell außerdem in der besseren Behandlung des Reflexions - und Gravitationsverdunkelungseffekts überlegen.

a) Parameter des Modells

Ein System wird durch folgende Parameter beschrieben:

Bahnneigung i , monochromatische Leuchtkräfte der beiden Komponenten L_1 und L_2 , Randverdunkelungskoeffizienten x_1 und x_2 , Gravitationsverdunkelungsexponenten g_1 und g_2 , bolometrische Albedos A_1 und A_2 , effektive Temperaturen T_1 und T_2 , Massenverhältnis $q = M_2/M_1$ und Oberflächenpotentiale Ω_1 und Ω_2 . Meistens ist der Spektraltyp mindestens einer der beiden Komponenten bekannt und die Annahme des Russell-Modells $g_2 = g_1$ und $A_2 = A_1$ eine brauchbare Näherung. Drei oder sogar vier der freien Parameter können also gespart werden, wenn zusätzlich ein spektroskopisch bestimmtes Massenverhältnis bekannt ist. Durch die Aufnahme der Leuchtkräfte beider Sterne anstelle

des Leuchtkraftverhältnisses in die Parameterliste wird eine spezielle Normierung der Lichtkurve überflüssig. Da nur das Leuchtkraftverhältnis physikalisch signifikant ist, wird die Summe von L_1 und L_2 auf 1 normiert.

Die Anpassung der theoretischen Lichtkurve an die Beobachtungen wird nach der Methode der differentiellen Korrekturen (z.B. Wyse, 1939; Irwin, 1947) erreicht.

Der Ausdruck für das totale Differential der Lichtwerte l

$$\Delta l = \frac{\partial l}{\partial i} \cdot \Delta i + \frac{\partial l}{\partial x_1} \cdot \Delta x_1 + \frac{\partial l}{\partial x_2} \cdot \Delta x_2 + \frac{\partial l}{\partial L_1} \cdot \Delta L_1 + \dots$$

wird als Bedingungsgleichung in einer linearen Least - Square - Analyse benutzt. Wenn vernünftige Anfangswerte verwendet werden, ergeben die Korrekturen Δi , Δx_1 , u.s.w. dieser Werte die besten Elemente und ihre wahrscheinlichen Fehler. Die partiellen Ableitungen $\frac{\partial l}{\partial i}$, $\frac{\partial l}{\partial x_1}$, u.s.w. werden durch Differenzenquotienten ersetzt und müssen deshalb nicht in analytischer Form ausgewertet werden. Das Programm gestattet es, einen beliebigen Satz von Parametern festzuhalten und den Rest auszugleichen. Wenn die Anfangswerte sinnvoll gewählt sind, führt die Iteration des Verfahrens zur Konvergenz in einem lokalen Minimum des neun - oder zehndimensionalen Parameterraums. Es ist dabei allerdings nicht gewährleistet, daß das tiefste Minimum und damit die beste Lösung erreicht wurde. Jede zusätzliche Information, wie z.B. spektroskopische Ergebnisse über

Massen - und Leuchtkraftverhältnisse oder theoretisch gesicherte Voraussagen sollten deshalb zur Erlangung guter Anfangselemente genutzt werden.

b) Logische Organisation

Alle physikalisch relevanten Größen werden auf den infolge von Gravitationswechselwirkung verformten Komponenten berechnet. Die Oberflächen werden dazu in differentielle Elemente unterteilt und die Gesamthelligkeit des Systems durch Summation der Beiträge dieser Elemente zum Strahlungsstrom in Richtung des Beobachters gebildet, wobei die hinter den Horizonten und im bedeckten Bereich liegenden Oberflächenelemente nicht mitgerechnet werden.

Für jedes Flächenelement werden die Potentialwerte Ω und die Komponenten des Potentialgradienten $\partial\Omega/\partial x$, $\partial\Omega/\partial y$, $\partial\Omega/\partial z$ berechnet. Ω ist eine lineare Funktion des Äquipotentials Ψ der Sternoberflächen. Im Gegensatz zum wahren Potential Ψ enthält Ω nur das Massenverhältnis und nicht die Einzelmassen. Der Strahlungsstrom, der von jedem Oberflächenelement ohne Reflexionsanteil ausgeht, wird unter der Randbedingung bestimmt, daß eine geeignete Integration der Einzelanteile über die Sternoberfläche

und den ganzen Raumwinkel die Gesamtleuchtkraft des Sterns ergibt.

Der aufwendigste Teil des Programms ist die Ermittlung des resultierenden Strahlungsstroms in Richtung des Beobachters. Ohne einfache sphärische oder ellipsoidale Symmetrie annehmen zu können, müssen Sternhorizonte und bedeckte Fläche, Gravitations - und Randverdunkelung sowie Reflexionseffekt für alle Phasenwinkel des Systems exakt bestimmt werden.

Die hierzu notwendige Definition der Sternoberflächen wird mit Hilfe der vorher berechneten Potentialgradienten vorgenommen. Monochromatische Gravitationsverdunkelung G , monochromatischer Reflexionseffekt R und Randverdunkelung D werden für alle Oberflächenelemente berechnet, die für den Beobachter sichtbar sind. Der Strahlungsstrom in Beobachtungsrichtung ist bei Einführung von Polarkoordinaten (r, θ, Φ) mit Ursprung im Sternzentrum dann gegeben durch

$$\Delta F_{\lambda} = r^2 \cdot \sin \theta \cdot \cos \gamma \cdot G \cdot D \cdot R \cdot I \cdot \Delta \theta \cdot \Delta \Phi / \cos \beta .$$

I ist eine mittlere Intensität in Normalenrichtung, aus deren Integration über alle Raumrichtungen und die ganze Sternoberfläche sich die Gesamtleuchtkraft des Sterns ergibt, β ist der Winkel zwischen Oberflächennormale und Radiusvektor und γ der Winkel zwischen Oberflächennormale

und Sichtlinie. Die Summation aller Beiträge des bedeckenden Sterns und der nicht bedeckten Fläche der anderen Komponente mit positiven $\cos \gamma$ - Werten ergibt den gesamten monochromatischen Strahlungsstrom in Richtung des Beobachters.

Zur Berücksichtigung der Gravitationsverdunkelung muß zunächst das Verhältnis der lokalen und polaren bolometrischen Strahlungsströme

$$\frac{F_{\text{lok}}}{F_{\text{pol}}} = (\nabla \cdot \underline{\Omega})^g$$

bestimmt werden, wobei $\nabla \cdot \underline{\Omega}$ auf den polaren Wert normiert wird. Der Wert des Exponenten ist in der Regel $g = 1$, kann aber bei Sternen mit konvektiven Hüllen auch kleiner als 1 sein (Lucy, 1967).

Die lokale Temperatur ergibt sich aus dem Stefan - Boltzmann - Gesetz:

$$T_{\text{lok}} = T_{\text{pol}} \cdot \left(\frac{F_{\text{lok}}}{F_{\text{pol}}} \right)^{\frac{1}{4}}$$

Das Plancksche Strahlungsgesetz liefert dann das Verhältnis G der lokalen und polaren monochromatischen Intensität in Normalenrichtung.

Die Behandlung des Reflexionseffekts beinhaltet eine Vereinfachung: während die geometrische Form der bestrahlten Komponente genau berücksichtigt wird, wird

die bestrahlende Komponente als Punktquelle angenommen und das bestrahlte Gebiet auf den im Sichtbereich der Punktquelle liegenden Bereich begrenzt. Die Korrekturen wegen Reflexionsaufhellung werden an beiden Komponenten angebracht. Der lokale Effekt ergibt sich aus dem lokalen bolometrischen Strahlungsstrom der bestrahlten Komponente und der von der anderen Komponente eingestrahltten Energie, die von der Position und Neigung des Oberflächenelements relativ zur Bestrahlungsquelle abhängt. Zur Berechnung benötigt man das Verhältnis der bolometrischen Leuchtkräfte, das man aus dem Verhältnis der monochromatischen Leuchtkräfte und der Differenz ihrer bolometrischen Korrekturen (Harris, 1963; Morton und Adams, 1968) erhält. Eine neue lokale Temperatur T'_{lok} liefert das Stefan - Boltzmann Gesetz aus der lokalen Temperatur T_{lok} , die aus der polaren Temperatur durch Korrektur wegen Gravitationsverdunkelung errechnet wurde:

$$T'_{lok} = T_{lok} \cdot \left[\left(\frac{L_1}{L_2} \right)_{bol} \cdot (\text{geom. Faktoren}) \right]^{\frac{1}{4}}.$$

Damit ergibt sich das Verhältnis R von lokaler monochromatischer Oberflächenhelligkeit einschließlich Reflexionsaufhellung zu derjenigen ohne Berücksichtigung gegenseitiger Bestrahlung.

Schließlich wird für die Randverdunkelung das in $\cos \gamma$ lineare Gesetz

$$I = I_0 \cdot (1 - x + x \cdot \cos \gamma)$$

angenommen, das mit bisherigen Beobachtungen konsistent ist und im Vergleich zu komplizierteren Ansätzen den Vorteil besitzt, daß es nur einen einzigen freien Parameter x enthält.

c) Lösungsmodi

Leung und Wilson (1977) beschreiben die sieben verschiedenen Lösungsmodi des Wilson - Devinney - Lichtkurvenprogramms, die jeweils spezielle Einschränkungen bei der Wahl der auszugleichenden Parameter erfordern. Nur die bei der Analyse der Messungen an UW CMa verwendeten Modi sollen kurz erklärt werden.

Modus 1. Dieser Modus wird bei Kontaktsystemen verwendet. Das Programm setzt automatisch $g_2 = g_1$ (Gravitationsverdunkelungsexponenten), $A_2 = A_1$ (bolometrische Albedos), $\Omega_2 = \Omega_1$ (Oberflächenpotentiale), $x_2 = x_1$ (Randverdunkelungskoeffizienten) und $T_2 = T_1 \cdot \left(\frac{a_2}{a_1} \right)^{\frac{9}{4}}$, wobei a_1 und a_2 die Schwerebeschleunigungen an den Polen der beiden Komponenten sind. Also können g_2 , A_2 , Ω_2 , x_2 und T_2 nicht ausgeglichen werden.

Modus 2. Modus 2 wird bei getrennten Doppelsternsystemen benutzt, bei denen L_2 aus T_2 über die Planck - Funktion berechnet wird. Deshalb kann T_2 , nicht aber L_2 ausgeglichen werden. Die aus den Lösungen resultierenden Werte von T_1 und T_2 sind zwangsläufig konsistent mit dem Verhältnis der

Tiefen der Minima.

Modus 3. Dieser Modus ist mit Modus 1 bis auf die Bedingung an T_2 identisch. Modus 3 wird ebenfalls bei Kontaktsystemen angewendet und läßt T_2 als freien Parameter zu. Die beiden verschiedenen Modi 1 und 3 sind nötig, da die gegenwärtigen Theorien über die Struktur von Kontaktsystemen noch nicht genügend gut entwickelt sind, um zu entscheiden, ob man für die ganze Oberfläche der gemeinsamen Hülle ein einziges Gravitationsverdunkelungsgesetz anwenden darf (Modus 1) oder ob die Oberflächenhelligkeit in dem Übergangsgebiet zwischen beiden Komponenten eine Unstetigkeitsstelle besitzt oder sich zumindest sehr stark ändert (Modus 3).

2. Bestimmung der Elemente

Elemente des Bedeckungssystems UW Canis Majoris wurden durch die Analyse photoelektrischer Messungen in den Johnson Standardfiltern B und V von Ogata und Hukusaku (1977) abgeleitet.

Die ganze Orbitalperiode wurde äquidistant in 44 Phasenwerte zwischen $\Phi = 0$ und 1 unterteilt und entsprechende Lichtwerte im Intensitätsmaß durch Mittelwertbildung aus den Einzelbeobachtungen mit gleicher Wichtung und Normierung auf die Maximalhelligkeit gebildet.

a) Anfangswerte

Anfangswerte für i , L_1/L_2 und Ω_1 wurden von Leung und Schneider (1978b) übernommen. Die Temperatur der Primärkomponente wurde entsprechend der Spektralklassifikation als O7f Ia (Walborn, 1971) auf $T_1 = 43000$ K festgelegt. Die bolometrischen Albedos A_1 und A_2 wurden gleich 1 gesetzt (vollständige Reflexion), ebenso die Gravitationsverdunkelungsexponenten $g_2 = g_1 = 1$ (Annahme des Roche-Modells). Für die linearen Randverdunkelungskoeffizienten wurden für die isophoten Wellenlängen der Johnson B - und V - Filter ($\lambda\lambda$ 4400 bzw. 5500) die Werte $x_2 = x_1 = 0.18$ bzw. 0.14 benutzt, die aus dem Atmosphärenmodell von Carbon und Gingerich (1969) für $T = 34000$ K und $\log g = 5$ übernommen wurden. Da das Spektrum der Sekundärkomponente sehr schwach und durch die Linien der Primärkomponente stark überlagert ist, ist das Massenverhältnis q unbestimmt. Frühere Untersuchungen ergaben Werte von 0.751 (Pearce, 1932), 1.173 (Struve und Sherman, 1941) und 1.3 (Hutchings, 1977). Da aus den spektroskopischen Messungen kein eindeutiges Massenverhältnis abzuleiten ist (siehe C.II.), wurden zunächst drei mögliche Werte ($q = 0.8, 1.0$ und 1.2) als Startwerte für die iterative Bestimmung der Elemente mit dem Lichtkurvenprogramm benutzt.

In allen Fällen sind die Lösungen bei Annahme eines getrennten Systems (Modus 2) divergent. Modus 1, der zur Untersuchung von Kontaktsystemen geeignet ist, lieferte

für die drei festen Werte von q bei Ausgleich der Parameter i , Ω_1 und L_1 konvergente Lösungen, die schon nach zwei oder drei Iterationen erreicht wurden. Die Tatsache, daß die Korrekturen der Eingabeparameter kleiner als deren wahrscheinliche Fehler waren, wurde dabei als Konvergenzkriterium verwendet. Die berechneten Elemente ergaben theoretische Lichtkurven. Die Güte der Lösungen kann dann mit Hilfe der Summe der Abstandsquadrate der Meßpunkte von diesen Kurven überprüft werden. Die Beobachtungen lassen sich relativ am besten mit dem Massenverhältnis $q = 0.8$ darstellen, am schlechtesten mit $q = 1.2$, wobei die Unterschiede in den berechneten Kurven sehr klein sind (maximal 1 - 2 % in den Minima).

b) Beste Lösung

Da sich also keine der drei Lösungen besonders auszeichnete, wurde nun zusätzlich zu i , L_1 und Ω_1 der Parameter q freigegeben. Ausgehend von den zu $q = 0.8$, 1.0 und 1.2 gehörigen besten Elementen konvergierten die Lösungen nach 7, 6 bzw. 23 Iterationen gegen denselben Satz von Parametern, der dann als endgültig beste photometrische Lösung angesehen wurde. Das Konvergenzverhalten ist in Abbildung 4 dargestellt. Die durchgezogenen Linien zeigen die Entwicklung von q , $\Omega_1 = \Omega_2$, i und L_1 bei Anfangswerten, die für $q = 1.2$ die Messungen am besten wiedergeben, gestrichelte und gepunktete Linien gehören zu den Startwerten mit $q = 1.0$ bzw. 0.8 . In allen drei Fällen

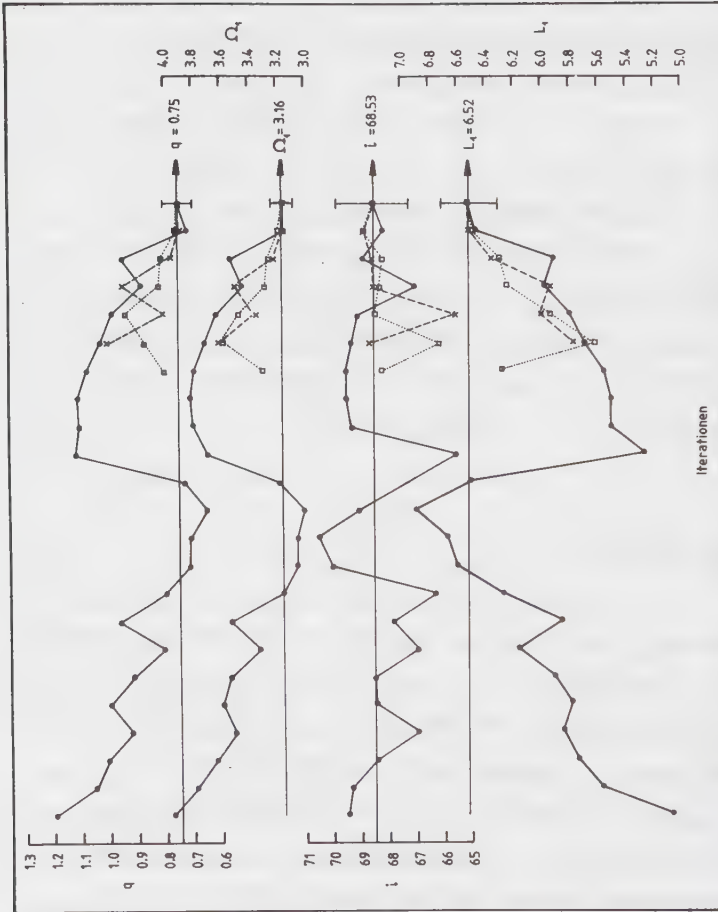


Abb. 4: Konvergenz gegen die Elemente $q = 0.75$, $\Omega_1 = \Omega_2 = 3.16$, $i = 68.53$ und $L_1 = 6.52$. Durchgezogene, gestrichelte und gepunktete Linien gehören zu Anfangssätzen der Parameter mit $q = 1.2$, 1.0 und 0.8 .

konvergieren die Parameter gegen

$$\begin{aligned}q &= 0.75 \ (\pm 0.05) \\ \Omega_1 &= 3.16 \ (\pm 0.08) \\ i &= 69 \ (\pm 1.30) \\ L_1 &= 6.5 \ (\pm 0.20)\end{aligned}$$

Die zugehörigen photometrischen Elemente mit ihren wahrscheinlichen Fehlern sind in Tabelle 3 zusammengestellt. Zum Vergleich enthält diese Tabelle auch die zu $q = 0.8$, 1.0 und 1.2 gehörigen besten Elemente. Kritische Potentialwerte für inneren und äußeren Kontakt, Ω (innen) und Ω (außen), sowie Radien der beiden Komponenten in Einheiten des Abstands der beiden Sternzentren sind ebenfalls angegeben. Der polare Radius r (Pol) ist der Abstand von Sternzentrum und Schnittpunkt der Rotationsachse des Sterns mit seiner Oberfläche, r (Seite) wird in der orbitalen Rotations-ebene senkrecht zur Verbindungslinie der beiden Sternzentren gemessen und r (hinten) ist der Abstand zwischen dem Zentrum der betreffenden Komponente und dem Schnittpunkt der Verbindungsgeraden der beiden Sternzentren mit der Sternoberfläche, der der anderen Komponente abgewendet ist.

Durch diese Analyse konnte also das von Pearce (1932) ermittelte Massenverhältnis $M_2/M_1 = 0.75$ als beste Lösung bestätigt werden. Die größte Summe der $(O-C)$ - Quadrate wurde für $q = 1.2$ gefunden, was gegen den von Hutchings (1977) bestimmten Wert $q = 1.3$ spricht.

Tabelle 3. Photometrische Lösungen für UW Canis Majoris. ⁺

$q = M_2 / M_1$					
Parameter	0.75	0.80	1.00	1.20	
i (Grad)	68.53 ± 1.29	68.21 ± 0.83	68.68 ± 1.27	69.49 ± 0.73	
L ₁	6.52 ± 0.20	6.30 ± 0.04	5.75 ± 0.05	5.27 ± 0.02	
L ₁ /L ₂	1.28 ± 0.06	1.22 ± 0.01	1.00 ± 0.01	0.83 ± 0.01	
$\Omega_1 = \Omega_2$	3.16 ± 0.08	3.30 ± 0.03	3.62 ± 0.04	3.96 ± 0.03	
Ω_2 (innen)	3.33 ^x	3.42 ^x	3.75 ^x	4.07 ^x	
Ω_2 (außen)	2.91 ^x	2.97 ^x	3.21 ^x	3.51 ^x	
T ₁ (K)	43000 [*]	43000 [*]	43000 [*]	43000 [*]	
T ₂ (K)	42720 ± 1000	42810 ± 1000	43000 ± 1000	43120 ± 1000	
r ₁ (Pol)	0.406 ± 0.014	0.392 ± 0.008	0.373 ± 0.008	0.384 ± 0.006	
r ₁ (Seite)	0.434 ± 0.019	0.416 ± 0.011	0.395 ± 0.011	0.407 ± 0.008	
r ₁ (hinten)	0.477 ± 0.032	0.454 ± 0.020	0.435 ± 0.020	0.443 ± 0.013	
r ₂ (Pol)	0.358 ± 0.022	0.355 ± 0.018	0.373 ± 0.008	0.354 ± 0.012	
r ₂ (Seite)	0.380 ± 0.028	0.375 ± 0.022	0.395 ± 0.011	0.373 ± 0.015	
r ₂ (hinten)	0.430 ± 0.044	0.416 ± 0.032	0.435 ± 0.020	0.412 ± 0.021	

⁺) A₁ = A₂ = 1; g₁ = g₂ = 1; x₁ = x₂ = 0.18; λ = 4400 Å.

^x) Theoretische Werte.

^{*}) Festgehaltener Parameter.

Aus Tabelle 3 ist außerdem ersichtlich, daß bei wachsendem q auch das Verhältnis L_1 / L_2 kleiner wird und für $q > 1$ die Leuchtkraft der Sekundärkomponente L_2 sogar L_1 übertrifft. Dies widerspricht aber den spektroskopischen Beobachtungen, die die Sekundärkomponente relativ zum 07f - Stern nur sehr schwach oder überhaupt nicht erkennen lassen. Das Massenverhältnis sollte deshalb kleiner als 1 sein.

Aus dem ausgeglichenen Wert von $L_1 = 6.52$ folgt durch die Normierung der Summe von L_1 und L_2 auf 1 das Leuchtkraftverhältnis $L_1 / L_2 = 1.28$, das mit den Beobachtungen konsistent ist.

In Abbildung 5 ist die theoretische Lichtkurve für $q = 0.75$ mit den photoelektrischen B - Messungen verglichen. Das dem Hauptminimum folgende Maximum bei Orbitalphase $\bar{\Phi} = 0.25$ und der absteigende Ast des Nebenminimums bei $\bar{\Phi} = 0.5$ werden durch die errechnete Kurve relativ gut wiedergegeben, die Abweichungen in den Minima und in den auf- und absteigenden Teilen des von der Phase $\bar{\Phi} = 0.75$ versetzten zweiten Maximums sind jedoch beträchtlich (bis zu 0.^m05). Auch die Lösungen für $q = 0.8, 1.0$ und 1.2 ergeben in diesem Bereich keine bessere Übereinstimmung mit den Beobachtungen.

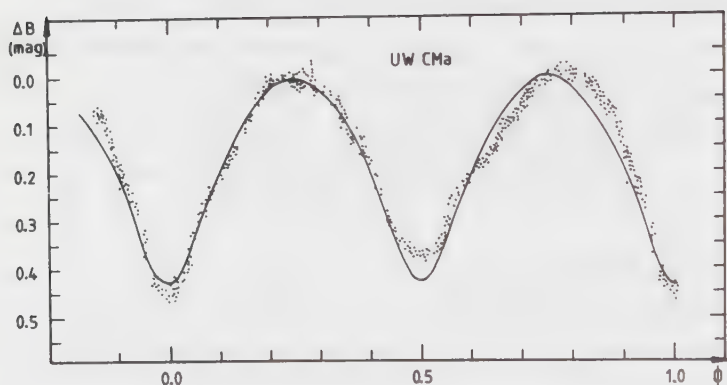


Abb. 5: Lichtkurve des Bedeckungsveränderlichen UW Canis Majoris. Punkte stehen für die photoelektrischen Beobachtungen von Ogata und Hukusaku (1977), die durchgezogene Linie repräsentiert die theoretische Lichtkurve für $q = 0.75$.

Um einen Einfluß der Störung der Lichtkurve im Bereich $\phi \approx 0.75$ auf die Bestimmung der Elemente auszuschließen, wurde versucht, eine Lösung der Lichtkurve ohne Verwendung von Messungen aus dem beeinflussten Phasenbereich zwischen $\phi = 0.57$ und 0.95 zu erhalten. Bei unbekanntem Massenverhältnis ist die Lösung dann infolge der Unvollständigkeit der Lichtkurve aber unterbestimmt und es stellte sich keine Konvergenz ein.

Die ausgehend von den für $q = 0.75$ aus der ganzen Lichtkurve abgeleiteten besten Elementen durchgeführten 13 Iterationen ergaben jedoch Parameter, die um die Anfangswerte herum schwankten und deren Mittelwerte $q = 0.79$,

$\Omega_1 = 3.23$, $i = 68.18$ und $L_1 = 6.44$ alle innerhalb der Fehlergrenzen der Elemente der besten Lösung liegen.

Das Verhältnis der Tiefen der Minima könnte möglicherweise durch andere Werte von T_2 und L_2 besser mit den Beobachtungen in Einklang gebracht werden. Die Temperatur der Sekundärkomponente T_2 kann jedoch in Modus 1 nicht ausgeglichen werden. Sie wird über das Stefan-BoltzmannGesetz direkt aus der polaren Temperatur der Primärkomponente bestimmt (siehe C. I. 1. c). Es wurde deshalb versucht, T_2 zusammen mit q , Ω_1 , i und L_1 als freien Parameter in Modus 3 auszugleichen. Vermutlich wegen der Störung der Lichtkurve führte dabei die iterative Bestimmung der Elemente nicht zu einer konvergenten Lösung. Für T_2 kann deshalb nur der im Modus 1 bestimmte Wert $T_2 = 42720$ K angegeben werden, der fast mit T_1 identisch und mit der unsicheren Spektralklassifikation der Sekundärkomponente als OB - Stern verträglich ist.

Die Leuchtkraft der zweiten Komponente L_2 ist durch die Normierung der Gesamtleuchtkraft auf $L_1 + L_2 = 1$ festgelegt. Die Leuchtkraft des Systems wird also nur auf die beiden Komponenten verteilt. Beiträge zirkumstellarer Hüllenemissionen sind nicht zugelassen. Ungenaue Werte von L_2 und T_2 können also Abweichungen der theoretischen Kurve von Beobachtungen in den Minima erklären.

Trotz der im Modus 1 erreichten konvergenz gegen dieselben Werte, ausgehend von verschiedenen Anfangssätzen von

Parametern, läßt sich das versetzte zweite Maximum nicht sehr gut durch die berechnete Lichtkurve wiedergeben. Die Ursache dafür ist eine modellmäßig nicht erfaßbare komplizierte Struktur des engen Kontaktsystems, hervorgerufen durch Massenflußeffekte, die sich zum Beispiel durch eine ungleichmäßige Helligkeitsverteilung in den beeinflussen Oberflächenbereichen auswirken kann. Die beim Auftreffen auf die Sternoberflächen freiwerdende kinetische Energie von Materieströmen heizt diese Gebiete lokal auf und erzeugt sogenannte "hot spots". Durch Massenfluß verursachte Opazitätsänderungen der Sternatmosphären tragen ebenso zur Störung der "normalen" Helligkeitsverteilung bei. Optisch dicke Bereiche zirkumstellarer Hüllen können außerdem die bei der Berechnung des Strahlungsstroms in Beobachtungsrichtung benötigten Sternhorizonte verformen.

Systematische Fehler der theoretischen Lichtkurven ergeben sich möglicherweise auch durch den Einfluß des Strahlungsdrucks auf die Äquipotentialflächen des Systems, deren Gestalt sich bei heißen Sternen (früher als B0) von den im Modell angenommenen Roche-Flächen unterscheiden kann. Schuerman (1972) und Kondo et al. (1976) haben diesen Aspekt diskutiert (siehe dazu auch Abschnitt D.V.2.).

Während die genannten Effekte dazu beitragen, daß sich die Beobachtungen nicht im gesamten Phasenbereich durch die theoretische Lichtkurve optimal darstellen lassen, sprechen folgende Argumente dafür, daß UW CMa die durch die gefundenen besten Elemente bestimmte Kontaktkonfiguration besitzt:

i) Im Modus 1 für Kontaktsysteme erhält man eine konvergente Lösung, die auf das wahrscheinlichste Massenverhältnis $q=0.75$ und die aus Tabelle 3 ersichtlichen besten Elemente führt. Durch Festhalten des Parameters q bei 0.8, 1.0 und 1.2 konvergieren die Lösungen im Modus 1 ebenfalls gegen entsprechende beste Parameter.

ii) Alle Lösungsversuche im Modus 2 für getrennte Systeme waren divergent.

iii) Für alle vier untersuchten Massenverhältnisse liegen die Werte der Oberflächenpotentiale $\Omega_1 = \Omega_2$ zwischen den kritischen Grenzen des Roche-Modells für inneren bzw. äußeren Kontakt (siehe Abbildung 6).

Das Massenverhältnis läßt sich vermutlich erst durch spezielle spektroskopische Beobachtungen (z.B. Spectrum Scanner) genauer bestimmen. Entsprechende Messungen werden zusammen mit neuen photoelektrischen Beobachtungen von Mitarbeitern des Instituts vorbereitet; gleichzeitig wird die hier benutzte Theorie so abgeändert, daß sie auf gestörte Lichtkurven besser angewendet werden kann.

Die abgeleiteten Elemente für $q = 0.75$ ergeben die in Abbildung 7 durch einen Meridianschnitt veranschaulichte Kontaktkonfiguration des Doppelsternsystems. Die durchgezogene Linie ist die dem Roche-Potential $\Omega_1 = \Omega_2 = 3.16$ entsprechende gemeinsame Sternoberfläche, die durchbrochenen Linien stellen die kritischen Flächen für inneren bzw. äußeren Kontakt dar. Roche-Flächen wurden nach den von Plavec und Kratochvíl (1964) angegebenen Formeln berechnet. Der absolute Wert für den Abstand der beiden Massezentren wird in Abschnitt C.III. berechnet.

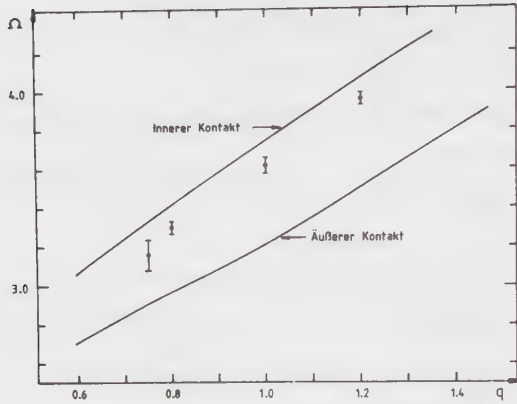


Abb. 6: Kritische Grenzen für inneren und äußeren Kontakt im Roche-Modell. Die Punkte geben die Werte der Oberflächenpotentiale $\Omega_1 = \Omega_2$ von UW Cma für verschiedene Massenverhältnisse q an.

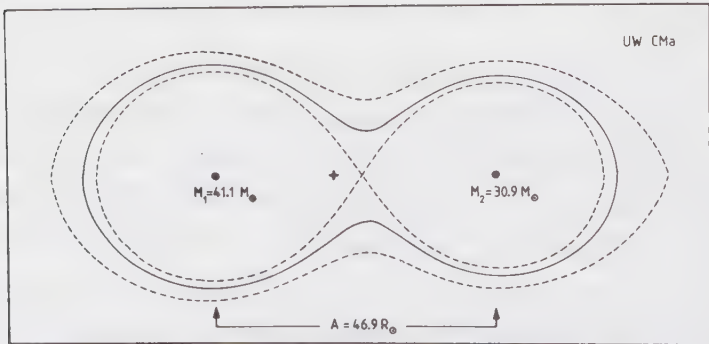


Abb. 7: Kontaktkonfiguration von UW Cma für $q=0.75$ (Meridianschnitt). Die durchgezogene und die beiden durchbrochenen Linien deuten die Oberfläche sowie die kritischen Grenzen für inneren und äußeren Kontakt an.

3. Periodenkontrolle

Massenverlust eines Doppelsternsystems und Massenaustausch zwischen den Komponenten bewirken eine Periodenänderung des Bedeckungsveränderlichen. Mit Hilfe aller veröffentlichten Minimumszeiten und photometrischer Messungen von UW CMa auf Himmelsüberwachungsaufnahmen des Bamberger Plattenarchivs wurde deshalb eine Periodenkontrolle durchgeführt.

Die drei veröffentlichten photometrischen Minimumszeiten von Seyfert (1941), McCluskey und Kondo (1976) und Ogata und Hokusaku (1977) wurden zusammen mit vier spektroskopischen Messungen von Harper (1920), Pearce (1932), Struve und Sherman (1941) und Struve et al. (1958) untersucht, aus denen Leung und Schneider (1978b) Minimumszeiten ableiteten. Alle Daten sind in Tabelle 4 gesammelt.

Insgesamt 86 Photoplaten aus der Bamberger Überwachungsreihe, die zwischen November 1963 und Januar 1974 aufgenommen worden waren, wurden photometrisch vermessen. Das Ergebnis ist die in Abbildung 8 gezeigte photographische Lichtkurve.

Eine nach dem Least - Square - Prinzip durchgeführte Periodogramm - Analyse aller Daten ergab die wahrscheinlichste Periode

$$P = 4.^d 393421 \pm 0.^d 000010$$

während die in Tabelle 4 enthaltenen Minimumszeiten allein den Wert

$$P = 4.^d 393413 \pm 0.^d 000008$$

ergaben. Die photographischen, spektroskopischen und photoelektrischen Messungen wurden dabei mit den Gewichten 1, 3 bzw. 6 versehen.

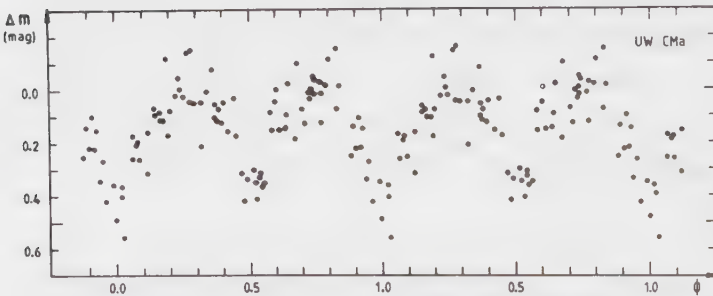


Abb. 8: Photographische Lichtkurve von UW CMa nach photometrischen Messungen von 86 Photoplatten der Bamberger Überwachungsserie, die zwischen 1963 und 1974 aufgenommen worden waren.

Ein Vergleich mit früheren Periodenbestimmungen in Tabelle 5 zeigt, daß alle Ergebnisse bis auf den von McCluskey und Kondo erhaltenen Wert in guter Übereinstimmung sind.

(O - C) - Werte wurden mit den Elementen

$$\text{JD (Hauptminimum)} = 2442424.\overset{\text{d}}{014} - 4.\overset{\text{d}}{393421} \cdot \text{Epoche} \\ (\pm 0.010)(\pm 0.000010)$$

berechnet.

Tabelle 4. Minimumszeiten von UW Canis Majoris.

Minimumszeiten (JD)	Epochen	O - C	Autor
2417240. ^d 938	- 5732	+ 0.0007	Harper (1920)
2424982. 272	- 3970	+ 0.0072	Pearce (1932)
2429814. 869	- 2870	- 0.0014	Struve und Sherman (1941)
2429814. 947	- 2870	+ 0.0027	Seyfert (1941)
2436185. 306	- 1420	- 0.0026	Struve et al. (1958)
2440877. 563	- 352	+ 0.0017	McCluskey und Kondo (1976)
2442424. 014	0	$\pm$ 0.	Ogata und Hokusaku (1977)

Tabelle 5. Orbitalperiode von UW Canis Majoris.

Periode (^d)	Autor
4.3934	Harper (1920)
4.393485	McCluskey und Kondo (1976)
4.39341	Ogata und Hokusaku (1977)
4.393407	
($\pm$ 0.000019)	Leung und Schneider (1978b)
4.393421	
($\pm$ 0.000010)	Diese Arbeit

Da die Bestimmung der Minimumszeiten wegen der Breite der Minima nicht besser als ungefähr ± 0.01 und die Periode auf 10^{-5} Tage genau bekannt ist, liegt der Fehler der (O - C) - Werte in der Größenordnung von 0.005. Aus den vorliegenden Daten ist deshalb keine systematische Periodenänderung in den letzten 70 Jahren erkennbar.

Bei isotropem Massenverlust einer Komponente und unter Vernachlässigung der zwischen den Komponenten ausgetauschten Materie kann man die Periodenänderung durch Differentiation des dritten Keplerschen Gesetz abschätzen:

$$\dot{P} = -\frac{P}{2M} \cdot \dot{M} ,$$

wobei M die Gesamtmasse des Systems ist. Mit der in Abschnitt D. IV. 2. abgeleiteten Massenverlustrate und den in C. III. berechneten Massen der Komponenten ist eine Änderung der Orbitalperiode von 0.006 Sekunden pro Jahr zu erwarten. Ein solcher Wert bewirkt systematische Änderungen in den (O - C) - Werten, die weit unter deren Fehlergrenze liegen und damit nicht erkennbar sind.

II. Spektroskopische Ergebnisse

Harper (1920) und Struve und Sherman (1941) untersuchten das Spektrum der Primärkomponente von UW Canis Majoris, während Pearce (1932), Struve et al. (1958) und Hutchings (1977) spektroskopische Daten aus einer Analyse beider Komponenten veröffentlichten. Die Amplituden K_1 der Radialgeschwindigkeitskurven der Primärkomponente, die heliozentrischen Radialgeschwindigkeiten des Massenschwerpunkts des Systems γ , die die genannten Autoren angeben, und die aus der Asymmetrie der Radialgeschwindigkeitskurven abgeleiteten orbitalen Exzentrizitäten e sind in Tabelle 6 gesammelt.

Tabelle 6. Spektroskopische Daten von UW CMa.

K_1 (km·s ⁻¹)	γ (km·s ⁻¹)	e	Autor
218	-12.1	0.16	Harper (1920)
217	-10.6	0.16	Pearce (1932)
216	- 9.3	0.06	Struve und Sherman (1941)
223	+13.5	0.09	Struve et al. (1958)
242	+13.7	0.09	Hutchings (1977)

Die γ - Werte sind zeitlich variabel. Batten (1967) vermutet, daß dafür eine dritte Komponente verantwortlich ist.

Hutchings (1977) postulierte eine linear mit der Zeit anwachsende Amplitude K_1 der Radialgeschwindigkeit der Primärkomponente, bemerkt aber selbst, daß ein derartiger Effekt durch Massenaustausch nicht erklärbar ist.

Hutchings' Vermutung stützt sich allein auf seine eigenen spektroskopischen Messungen, die eine wesentlich größere Amplitude K_1 ergeben als sie von den anderen Autoren bestimmt wurde (siehe Tabelle 6). Ohne zusätzliche neue Beobachtungen sollte deshalb eine solche Schlußfolgerung nicht gezogen werden.

In Abbildung 9 wurden alle veröffentlichten Radialgeschwindigkeiten in den Kurven für die Primärkomponente als offene und für die Sekundärkomponente als ausgefüllte Markierungen eingetragen. Alle Daten wurden dabei auf einen einheitlichen hypothetischen Wert $\gamma = 0$ bezogen. Die beobachteten Radialgeschwindigkeitskurven sind asymmetrisch. Von den verschiedenen Autoren wurden daraus die in Tabelle 6 aufgeführten Exzentrizitäten zwischen $e = 0.06$ und 0.16 bestimmt. Aus der photometrischen Untersuchung des Systems (C. I.) folgte jedoch, daß die beiden Komponenten ihre Roche - Grenzflächen ausfüllen und sich sogar in einer "Überkontakt" - Konfiguration befinden, bei der die gemeinsame Äquipotential - Oberfläche einen Wert $\Omega_1 = \Omega_2$ größer als der kritische Wert für äußeren Kontakt hat (siehe Abbildung 7). In solchen Systemen stellt sich infolge von Gezeitenreibung synchrone Rotation der Komponenten und eine kreisförmige Bahn ($e = 0$) ein.

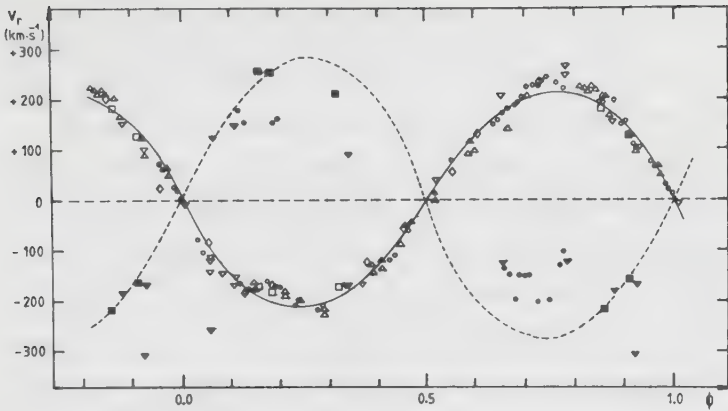


Abb. 9 : Radialgeschwindigkeitskurven der Primärkomponente (offene Markierungen) und Sekundärkomponente (ausgefüllte Markierungen) von UW CMA.

◇ Harper (1920); □ Pearce (1952); △ Struve und Sherman (1941); ○ Struve et al. (1958); ▽ Hutchings (1977).

Leung und Schneider (1978a) stellten auch bei dem Bamberger Veränderlichen BV 342 (= V 1073 Cyg) fest, daß sich die beiden Komponenten in Kontakt befinden und sich deshalb auf kreisförmigen Bahnen bewegen, während FitzGerald (1965) für diesen Bedeckungsveränderlichen spektroskopisch eine elliptische Orbitalbewegung mit $e = 0.115$ bestimmt hatte.

Durch die Rotation kugelförmiger Sterne entstehen unverschobene verbreiterte und symmetrische Linienprofile. Die Linienverschiebungen sind nur durch die auf die

Sichtlinie projizierten Komponenten der Orbitalgeschwindigkeiten verursacht. Gravitationswechselwirkungen in engen Systemen, bei denen die Sterne ihre Roche - Grenzflächen fast oder ganz ausfüllen, bewirken jedoch mit Ausnahme der Konjunktionsphasen eine Asymmetrie der Sternscheiben. Die rotationsverbreiterten Spektrallinien werden also infolge von Gezeitenstörungen ebenfalls asymmetrische Profile mit verschobenen Linienzentren zeigen. Dieser Effekt, auf den erstmals von Sterne (1941) hingewiesen wurde, ist der orbitalen Radialgeschwindigkeit überlagert.

Mit einem Programm von Wilson und Sofia (1976) lassen sich derartige Radialgeschwindigkeitskurven berechnen. Die Effektivität der Störung der normalen sinusförmigen Kurve hängt vor allem vom Massenverhältnis q , der Bahnneigung i und den Sternradien ab. Mit dem aus der Analyse der photoelektrischen Messungen (C. I.) folgenden Massenverhältnis $q = 0.75$ und den zugehörigen besten Elementen und einer aus sämtlichen spektroskopischen Beobachtungen abgeleiteten mittleren Amplitude $K_1 = 223 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ wurden die theoretischen Radialgeschwindigkeitskurven der Primär - und Sekundärkomponente berechnet, die in Abbildung 9 als durchgezogene bzw. durchbrochene Linieneingezeichnet sind. Sie sind trotz einer kreisförmigen Bahn deutlich asymmetrisch mit Korrekturen zwischen etwa -30 und $+10 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ eines sinusförmigen Verlaufs. Die Beobachtungen der Primärkomponente werden dadurch gut wiedergegeben. Die Radialgeschwindigkeiten der Sekundärkomponente allein definieren kein eindeutiges

Massenverhältnis. Theoretische Kurven für $q = 1.0$ und 1.2 wären mit einem Teil der Beobachtungen ebenso gut vereinbar.

Die Streuung in den Messungen ist darin begründet, daß das Spektrum der leuchtkräftigeren Primärkomponente die viel schwächeren Linien des Begleiters stark überlagert und daß außerdem der Massenverlust und -austausch und die Existenz einer gemeinsamen zirkumstellaren Hülle das Erscheinungsbild des schwachen Sekundärspektrums beeinflußt, so daß zum Teil nicht die wahre Orbitalgeschwindigkeit der zweiten Komponente gemessen wurde.

III. Absolute Dimensionen

Aus der absoluten Leuchtkraft L_1 , dem relativen Radius r_1 und der Temperatur der Primärkomponente T_1 erhält man mit dem Stefan-Boltzmann Gesetz die Trennung der beiden Massenzentren A in Einheiten des Sonnenradius durch

$$A = \frac{1}{r_1} \cdot \left(\frac{T_\odot}{T_1} \right)^2 \cdot \sqrt{\frac{L_1}{L_\odot}} .$$

Damit ergeben sich die absoluten Radien der beiden Komponenten in Einheiten des Sonnenradius

$$R_1 = A \cdot r_1 \quad \text{und} \quad R_2 = A \cdot r_2 .$$

Die Einzelmassen M_1 und M_2 in Einheiten der Sonnenmasse können mit Hilfe des dritten Keplerschen Gesetzes aus dem Massenverhältnis, dem Abstand der beiden Komponenten in Einheiten des Sonnenradius und der Periode des Bedeckungsveränderlichen in Tagen berechnet werden:

$$M_1 = \frac{1.3435 \cdot 10^{-2}}{1+q} \cdot \frac{A^3}{P^2} \quad \text{und} \quad M_2 = q \cdot M_1 .$$

Bei der Berechnung der absoluten Radien wurden die zu $q = 0.75$ gehörigen relativen Seitenradien r (Seite) verwendet, die ungefähr mit den relativen mittleren Radien der verformten Komponenten übereinstimmen, also $r_1(\text{Seite}) = 0.434$ und $r_2(\text{Seite}) = 0.380$. Mit $T_1 = 43000$ K, $T_\odot = 5770$ K, $L_1 = 1.28 \cdot 10^6 L_\odot$ (Leung und Schneider,

1978b), $L_1/L_2 = 1.28$ und $P = 4.393421$ Tage (C. I. 3.)
 ergeben sich die absoluten Dimensionen und Massen, die
 in Tabelle 7 zusammen mit anderen Systemparametern auf-
 führt sind.

Tabelle 7. Systemparameter von UW Canis Majoris.

$$P = 4.^d393421$$

$$A = 47 R_{\odot}$$

$$i = 69^{\circ}$$

$$R_1 = 20 R_{\odot}$$

$$R_2 = 18 R_{\odot}$$

$$M_1 = 41 M_{\odot}$$

$$M_2 = 31 M_{\odot}$$

$$L_1 = 1.3 \cdot 10^6 L_{\odot}$$

$$L_2 = 1.0 \cdot 10^6 L_{\odot}$$

$$T_1 = 43000 K$$

$$T_2 = 42700 K$$

$$Sp_1 = O7 Ia : fp$$

$$Sp_2 = O - B$$

D. Analyse der UV - Messungen

I. Reduktion der Messungen

Die Photonen der Sternstrahlung werden mit einem Photomultiplier durch Integration der resultierenden Photoelektronen über ein Zeitintervall von 13.76 Sekunden für jeden Meßpunkt nachgewiesen.

Die Auflösung ist durch die Breite des Eingangsspalts des Spektrometers begrenzt. Das Bild dieses Spalts im Spektrum entspricht einer konstanten Bandbreite von $0.2 \text{ \AA}$. Dagegen zeigt die Bandbreite des Registrierspalts, der das Wellenlängenintervall definiert, das auf den U2 Photomultiplier gegeben wird, eine geringe Wellenlängenabhängigkeit, wird aber unterhalb $1500 \text{ \AA}$ nicht größer als $0.2 \text{ \AA}$. Die spektrale Auflösung kann daher mit ungefähr $0.2 \text{ \AA}$ angegeben werden.

1. Wellenlängen - Reduktion

Jedem Messpunkt im Spektrum ist ein sogenannter "encoder value" zugeordnet, der ein Maß für die Position des Registrierspalts im Spektrum darstellt und mit Hilfe eines Kalibrations - Algorithmus in das Wellenlängenmaß gebracht wird. Der Algorithmus ist eine mathematische Beschreibung der Relation zwischen "encoder value" und Wellenlänge und berücksichtigt die geometrische Optik

und Geometrie des Spektrometers sowie eine geringfügige Temperaturkorrektur.

Die erhaltenen Wellenlängen wurden relativ zum Massenschwerpunkt von UW CMA reduziert und mußten deshalb wegen Dopplershifts aufgrund folgender Geschwindigkeitskomponenten korrigiert werden:

- i) die heliozentrische Radialgeschwindigkeit (Eigenbewegung) von UW CMA;
- ii) die Komponente der heliozentrischen Bahngeschwindigkeit der Erde in der Richtung von UW CMA;
- iii) die Komponente der geozentrischen Orbitalgeschwindigkeit des Satelliten in der Richtung von UW CMA.

Die Wellenlängen - Kalibrierung wurde von Rogerson und Upson (1977) auf ihre Genauigkeit untersucht. Dazu verglichen sie die Wellenlängen vieler identifizierter Absorptionslinien im Spektrum von τ Sco mit ihren Laborwellenlängen. Zwischen λ 950 und λ 1350 Å erwiesen sich die beobachteten Wellenlängen systematisch zwischen 25 und 35 mÅ zu klein. Bei größeren Wellenlängen nimmt die Differenz rasch ab, wechselt bei λ 1385 Å das Vorzeichen und erreicht bei λ 1419 Å maximal 150 mÅ. Dieser Fehler wird durch den nicht exakten Kalibrations - Algorithmus verursacht. Korrekturen wurden nicht angebracht.

2. Photometrische Reduktion

Die gemessenen Zählraten sind ein Maß für die Intensität des Sternspektrums, werden aber auch beeinflusst durch:

α) kosmische Strahlung und geladene Teilchen aus dem Van Allen Gürtel,

β) Streulicht im Spektrometer und

γ) dadurch, wie gut das Führungssystem das Sternbild auf den Eingangsspalt des Spektrometers zentriert hält.

Korrekturen wurden für die Effekte α) und β) angebracht.

a) Kosmische Strahlung und geladene Teilchen

Diese Quellen von Hintergrundzählraten wurden von York und Miller (1974) genau untersucht.

Der Fluß von kosmischer Strahlung hängt von der Position des Satelliten im Erdmagnetfeld ab, während eine Konzentration geladener Teilchen hauptsächlich über dem Südatlantik (" South Atlantic Anomaly") beobachtet wird. Die Arbeit von York und Miller zeigt, daß die Hintergrundzählraten als Funktion der Satellitenposition abgesehen von statistischen Schwankungen reproduzierbar sind. Diese empirischen Werte können also von den ge-

messenen Zählraten subtrahiert werden.

b) Streulicht

Der Anteil von Streulicht an den gemessenen Zählraten kann durch das Restsignal in den gesättigten Kernen interstellarer Absorptionslinien bestimmt werden. Nach Bohlin (1975) ist das Streulicht in etwa proportional der Intensität des lokalen Spektrums. Korrekturwerte erhält man durch folgende Methode (Rogerson und Upson, 1977):

Zwischen zwei aufeinanderfolgenden gesättigten interstellaren Absorptionslinien ist die Intensität des Streulichts $I_{sc} = \alpha + \beta \cdot \bar{I}$, wobei $\bar{I}$ die mittlere Intensität des lokalen Spektrums in einem Bereich von 18 Å um den betrachteten Meßpunkt bedeutet. Das Restsignal in den beiden gesättigten Linien bestimmt die Konstanten α und β eindeutig. Unter der Annahme, daß das Streulicht durch eine derartige lineare Funktion der lokalen spektralen Intensität darstellbar ist, ergibt sich der Fehler der Streulichtkorrektur aus dem statistischen Fehler der Messung in den gesättigten interstellaren Absorptionslinien. Er ist kleiner als 5% bei allen Wellenlängen bis zu 1335 Å. Bei größeren Wellenlängen ist wegen des Fehlens gesättigter interstellarer Linien eine Extrapolation nötig. Der Fehler erreicht deshalb fast 14 % bei 1420 Å.

c) Führungsfehler

Trotz eines ausgezeichneten Führungssystems bewirken veränderliche äußere Drehmomente, denen der Satellit ausgesetzt ist, daß das Bild des Sterns nicht genau auf dem Eingangsspalt des Spektrometers zentriert bleibt. Folglich ändert sich der Fluß der Sternstrahlung, der in das Spektrometer gelangt, langsam und ohne Ursache reeller zeitlicher Variationen im Sternspektrum. Daraus kann sich ein Fehler von bis zu 10% ergeben.

Während Messungen mit dem hochauflösendem U1 Spektrometer durch simultane Beobachtungen mit U2 wegen dieser Fehlerquelle korrigiert werden können, ist dies bei U2 Messungen nicht möglich. Deshalb wäre beispielsweise eine Messung des spektralen Intensitätsverlaufs im gesamten UV - Bereich mit diesem Instrument nicht möglich.

Die Untersuchung des Linienspektrums wird jedoch nicht beeinträchtigt, da die Zeitkonstante der Störung durch Führungsfehler eine Orbitalperiode beträgt und damit groß ist gegen die Meßdauer im Bereich der untersuchten Linien.

II. Theoretische Linienprofile

Die Entstehung von P Cygni Linienprofilen, die aus einer Emissionskomponente und einer relativ zur Laborwellenlänge blauverschobenen Absorptionslinie zusammengesetzt sind, findet eine qualitativ einfache Erklärung (Abbildung 10) :

Aufgrund von kontinuierlichem Massenverlust bildet sich eine sphärisch symmetrische expandierende Materiehülle geringer Dichte um den Stern herum aus. Der vom Beobachter aus gesehen vor der Sternscheibe befindliche Teil dieser Hülle verursacht wegen der Expansion eine zu kürzeren Wellenlängen hin verschobene Absorptionslinie im Kontinuum des Sterns. Die gesamte optisch dünne Hülle erzeugt eine unverschobene, durch die Expansion aber Doppler - verbreiterte Emissionslinie, die symmetrisch zur Laborwellenlänge des Übergangs ist. Die Überlagerung der beiden Linien ergibt die beobachteten P Cygni Linienprofile.

Eine quantitative Bestimmung solcher Profile von Resonanzlinien, die in sphärisch symmetrischen expandierenden Atmosphären entstehen, wurde in Abhängigkeit verschiedener stellarer und zirkumstellarer Parameter mit Hilfe der Theorie von Lucy (1971) durchgeführt.

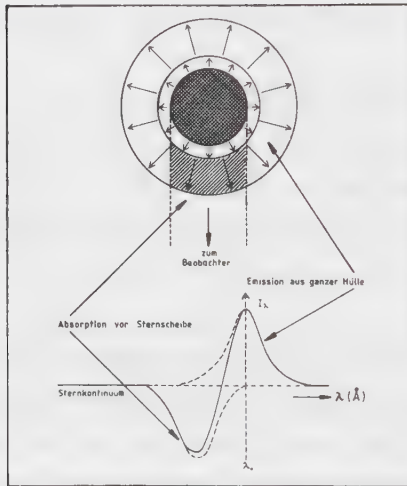


Abb. 10: Entstehung von P Cygni Linienprofilen.

Zwei wichtige Annahmen liegen den Berechnungen zugrunde:

i) die Linien werden durch isotrope und kohärente Streuung gebildet, d.h. Strahlung, die bei der Frequenz ν absorbiert wurde, wird bei derselben Frequenz isotrop reemittiert (ideale Resonanzlinien);

ii) die Expansionsgeschwindigkeit $v(r)$ ist eine monoton wachsende Funktion des radialen Abstands vom Sternzentrum r , v ist groß gegen die thermische Geschwindigkeit w der streuenden Ionen und klein gegen die Lichtgeschwindigkeit c .

Die Gültigkeit der ersten Annahme kann man leicht durch

den Vergleich der Rate für Anregung und Deaktivierung durch Stöße mit der Rate für spontane Emission überprüfen. Das Verhältnis liegt für die untersuchten Linien in der Größenordnung von $10^{-17} \cdot n_e$ (Lamers und Morton, 1976), wobei n_e die Elektronendichte (in cm^{-3}) bedeutet. Da die Dichte der expandierenden Hülle bei Massenverlust-raten zwischen 10^{-8} und $10^{-5} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ zwischen Sternoberfläche und Entfernungen von 100 Photosphärenradien im Bereich $5 \cdot 10^{11} > n_e > 10^4$ variiert, muß nur Photonenstreuung berücksichtigt werden.

Die thermische Bewegung der streuenden Ionen kann vernachlässigt und deshalb die Streuung in guter Näherung als kohärent angesehen werden. Bei Annahme einer Verteilung der reemittierten Quanten über den Bereich der thermisch verbreiterten Linie ändert sich das P Cygni Linienprofil nur innerhalb weniger thermischer Dopplerbreiten
$$\Delta \lambda_D = \frac{\lambda_0}{c} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot R \cdot T_{\text{eff}}}{m}}$$
 (R = Gaskonstante, m = Molekulargewicht) um das Linienzentrum λ_0 um ungefähr 1 %. Lamers und Morton (1976) finden aus einem Vergleich von Linienprofilen, die von Noerdlinger und Rybicky (1974) unter der Berücksichtigung thermischer Bewegung in einer planparallelen Atmosphäre gerechnet wurden und Profilen, die nach der Methode von Lucy für dieselben atmosphärischen und atomaren Parameter abgeleitet wurden, bis auf einen Bereich von zwei thermischen Dopplerbreiten um das Linienzentrum herum ausgezeichnete Übereinstimmung.

Die Dopplerbreiten der hier untersuchten Linien liegen bei

einer effektiven Temperatur $T_{\text{eff}} = 43000$ K zwischen $\Delta\lambda_0 = 0.015 \text{ \AA}$ für S IV und $0.03 \text{ \AA}$ für C III . In dem Bereich $\lambda_0 - 0.2 \text{ \AA} < \lambda < \lambda_0 + 0.2 \text{ \AA}$ wurden keine theoretischen Voraussagen gemacht. Die berechneten Linienprofile werden also durch die thermische Bewegung der streuenden Ionen nicht beeinflusst.

Ferner ist auch die Bedingung $v \ll c$ erfüllt, da maximal $v_{\infty} \approx 1500 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ (bei Si IV) beobachtet wurde.

1. Die Strömungsgleichung

Sei ν die Frequenz eines Photons im ruhenden System mit Ursprung im Sternzentrum und ν' seine Frequenz in einem System, das sich mit der Gasströmung mitbewegt; dann gilt für die monochromatische Strahlungsintensität in der Entfernung s vom Sternzentrum

$$I_{\nu}(s) = I'_{\nu'}(s) \quad , \quad \text{wenn} \quad \nu' = \nu \cdot \left(1 - \frac{v_s}{c}\right). \quad (1)$$

v_s ist die Geschwindigkeitskomponente in Ausbreitungsrichtung. Da nach Voraussetzung ii) die thermischen Geschwindigkeiten der streuenden Ionen gegen die Ausbreitungsgeschwindigkeit vernachlässigbar sind, kann die Streuung als kohärent in dem mitbewegten Koordinatensystem betrachtet werden. Nach McCrea und Mitra (1936) lautet dann die Strömungsgleichung:

$$\frac{d I_{\nu}}{ds} = -k_{\nu'} g (I_{\nu} - J'_{\nu'}) \quad , \quad (2)$$

wobei $k_{\nu'} g$ den Linienabsorptionskoeffizienten pro Einheitsvolumen darstellt.

Wenn die Richtungsverteilung der Reemission durch die Streufunktion $p(\theta)$ mit der Eigenschaft $\iint p(\theta) d\omega = 1$ beschrieben wird, dann ist die Ergiebigkeit $J'_{\nu'}$ definiert durch

$$J'_{\nu'} = \int_{\vartheta=0}^{2\pi} \int_{\vartheta=0}^{\pi} I'_{\nu'}(\vartheta, \varphi) \cdot p(\theta) \cdot \sin \vartheta \cdot d\vartheta \cdot d\varphi \quad .$$

Bei isotroper Streuung ist $p(\theta) = 1/4$ und $J'_{\nu'}$ stellt einfach die über alle Richtungen gemittelte Strahlungsintensität dar:

$$J'_{\nu'} = \frac{1}{2} \int_{\mu=-1}^{+1} I'_{\nu'}(\mu) d\mu \quad .$$

Zur Definition von ϑ und μ siehe Abbildung 11.

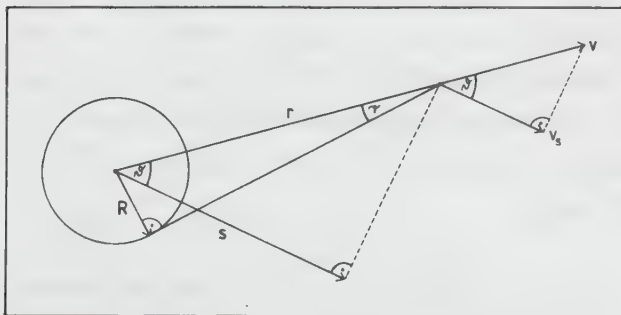


Abb. 11: Definition von ϑ , $\varUpsilon$, μ und μ_* : $\mu = \cos \vartheta$; $\mu_* = \cos \varUpsilon$.

Es ist einfacher, sich auf das mitbewegte Koordinatensystem zu beziehen. Deshalb verwendet man die Transformationsgleichung (1) und ersetzt außerdem wegen Voraussetzung ii) unter Vernachlässigung eines Terms der Größenordnung $\frac{v}{c}$ die Frequenz $\nu = \nu_0 + \nu_0 \frac{v}{c} \approx \nu_0$ durch die Ruhfrequenz der Linie. Damit wird

$$\frac{dI_{\nu}}{ds} = \frac{\partial I'_{\nu'}}{\partial s} + \frac{\partial I'_{\nu'}}{\partial \nu'} \cdot \frac{\partial \nu'}{\partial s} = \frac{\partial I'_{\nu'}}{\partial s} - \frac{\partial I'_{\nu'}}{\partial \nu'} \cdot \frac{\nu_0}{c} \cdot \frac{\partial v_s}{\partial s} \quad (3)$$

Die Strömungsgleichung lautet nun:

$$\frac{\partial I'_{\nu'}}{\partial s} - \frac{\partial I'_{\nu'}}{\partial \nu'} \cdot \frac{\nu_0}{c} \cdot \frac{\partial v_s}{\partial s} = -\kappa_{\nu'} J \cdot (I'_{\nu'} - J'_{\nu'}) \quad (4)$$

2. Eine Näherungsannahme

Für Frequenzen außerhalb der Linie reduziert sich die Strömungsgleichung auf $\frac{dI_{\nu}}{ds} = 0$ und kann leicht gelöst werden. Für Frequenzen innerhalb der Linie kann man Gleichung (4) durch die Vernachlässigung von $\frac{\partial I'_{\nu'}}{\partial s}$ vereinfachen:

Sei l eine charakteristische Länge in der expandierenden Atmosphäre und I_c die Intensität der Kontinuumstrahlung.

Dann ist $\Delta \nu_D = \nu_0 \cdot \frac{v}{c}$ die Dopplerbreite des Profils des Absorptionskoeffizienten und größenordnungsmäßig läßt sich die linke Seite der Strömungsgleichung (4) schreiben als:

$$\frac{I_c}{1} - \frac{I_c}{\Delta \nu_D} \cdot \frac{\nu_0}{c} \cdot \frac{v}{1} = \frac{I_c}{1} \cdot \left(1 - \frac{v}{w}\right) - \frac{v}{w} \cdot \frac{I_c}{1} ,$$

da nach Voraussetzung ii) $w \ll v$ sein soll.

3. Die Ergiebigkeit

Wenn $\vartheta = \arccos \mu$ der Winkel zwischen Radiusvektor und Ausbreitungsrichtung ist (siehe Abbildung 11), dann gilt:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \nu_s}{\partial s} &= \frac{\partial (\mu \nu)}{\partial s} = \mu \cdot \frac{\partial \nu}{\partial r} \cdot \frac{\partial r}{\partial s} + \nu \cdot \frac{\partial \mu}{\partial s} = \mu^2 \cdot \frac{d\nu}{dr} + \nu \cdot \left(\frac{1}{r} - \frac{s^2}{r^3} \right) = \\ &= \mu^2 \cdot \frac{d\nu}{dr} + \frac{\nu}{r} \cdot (1 - \mu^2) . \end{aligned}$$

Einsetzen in Gleichung (4) und Vernachlässigung von $\frac{\partial I_{\nu'}}{\partial s}$ ergibt die Integro - Differentialgleichung:

$$\frac{\partial I_{\nu'}}{\partial \nu'} \cdot \left[\mu^2 \cdot \left(\frac{d\nu}{dr} - \frac{\nu}{r} \right) + \frac{\nu}{r} \right] = \frac{k_{\nu'} \cdot g \cdot c}{\nu_0} \cdot (I'_{\nu'} - J'_{\nu'}) . \quad (5)$$

Man führt den normierten Absorptionskoeffizienten $K_{\nu'} = \frac{k_{\nu'}}{\chi}$

mit $\chi = \int_0^{\infty} k_{\nu'} d\nu'$ ein und geht zu einer neuen unabhängigen Variablen y über, die durch die Transformationsgleichung $y = 1 - \int_0^{\nu'} k_{\nu'} d\nu'$ definiert ist. Damit lautet dann Gleichung (5):

$$\frac{\partial I'_{\nu'}}{\partial y} \cdot \left[\mu^2 \left(\frac{dv}{dr} - \frac{v}{r} \right) + \frac{v}{r} \right] = - \frac{\kappa_0 \cdot c}{\nu_0} \cdot (I'_{\nu'} - J'_{\nu'}) . \quad (6)$$

Wenn $\Phi'_{\nu'}$ den Energiefluß durch eine Einheitsfläche pro Frequenzintervall und pro Zeiteinheit im mitbewegten System bedeutet, dann ist der Strahlungsstrom $\pi F'_{\nu'}$ definiert durch

$$\Phi'_{\nu'} = \pi F'_{\nu'} = \int_{\delta=0}^{2\pi} \int_{\alpha=0}^{\pi} I'_{\nu'}(\alpha, \delta) \cdot \cos \alpha \cdot \sin \alpha \cdot d\alpha \cdot d\delta .$$

Mit

$$F'_{\nu'} = 2 \cdot \int_{\mu=-1}^{+1} I'_{\nu'}(\mu) \cdot \mu \cdot d\mu \quad \text{und} \quad J'_{\nu'} = \frac{1}{2} \cdot \int_{\mu=-1}^{+1} I'_{\nu'}(\mu) \cdot d\mu$$

ergeben sich dann aus Gleichung (6) die beiden Gleichungen

$$\beta \cdot \mu_* \cdot \frac{dF'_{\nu'}}{dy} + \frac{dJ'_{\nu'}}{dy} = 0 \quad (7)$$

und

$$\frac{dF'_{\nu'}}{dy} + \tau_1 \cdot F'_{\nu'} = 0 , \quad (8)$$

wobei

$$\beta = \left(\frac{dv}{dr} - \frac{v}{r} \right) / \left[2 \cdot \left(\frac{dv}{dr} + 2 \cdot \frac{v}{r} \right) \right] \quad (9)$$

und

$$\tau_1 = \frac{\kappa \cdot g \cdot c}{v_0} \cdot \left[\frac{1}{2} \cdot (1 + \mu_*^2) \cdot \left(\frac{dv}{dr} - \frac{v}{r} \right) + \frac{v}{r} \right]^{-1} \quad (10)$$

mit dem integrierten Absorptionskoeffizienten

$$\kappa g = \frac{\pi \cdot e^2}{m_e \cdot c} \cdot n_i \cdot g \cdot f \quad , \quad (11)$$

wobei n_i die Dichte der streuenden Ionen , g das statistische Gewicht und f die Oszillatorenstärke des jeweiligen Übergangs bedeuten.

Die Definition von

$$\mu_* = \sqrt{1 - \left(\frac{R}{r} \right)^2} \quad (12)$$

ist aus Abbildung 11 ersichtlich.

Da die Gleichungen (7) und (8) nur innerhalb der Linie Gültigkeit haben, muß ihre Lösung durch die Randbedingung

$$J'_{\mathcal{N}'} = j'_{\mathcal{N}_0} \quad \text{und} \quad F'_{\mathcal{N}'} = f'_{\mathcal{N}_0}$$

für $y = 0$ (kurzweilige Kante der Linie) an das Strahlungsfeld des Sterns außerhalb der Linie angeglichen werden.

j'_{ν_0} und f'_{ν_0} bedeuten mittlere Intensität und Strahlungsstrom der Sternstrahlung bei der Frequenz $\nu' = \nu_0$ im mitbewegten System.

Die Lösungen der Gleichungen (7) und (8), die diese Bedingungen erfüllen, lauten:

$$J'_{\nu'} = j'_{\nu_0} + \beta \cdot \mu_* \cdot f'_{\nu_0} \cdot [1 - \exp(-\tau_1 y)] \quad (13a)$$

$$\text{und} \quad F'_{\nu'} = f'_{\nu_0} \cdot \exp(-\tau_1 y) \quad (13b)$$

4. Das Strahlungsfeld in der Linie

Die Näherungslösung (13a) für die Ergiebigkeit $J'_{\nu'}$ kann nun in Gleichung (6) eingesetzt werden. Man erhält eine Differentialgleichung, deren Lösung eine Näherung für die Intensität $I'_{\nu'}$ in der Linie ergibt. Mit der Definition für die optische Tiefe

$$\tau = \frac{\kappa \cdot g \cdot c}{\nu_0} \cdot \left[\mu^2 \left(\frac{dv}{dr} - \frac{v}{r} \right) + \frac{v}{r} \right]^{-1} \quad (14)$$

wird Gleichung (6) zu:

$$\frac{dI'_{\nu'}}{dy} + \tau \cdot I'_{\nu'} = \tau \cdot \left[j'_{\nu_0} + \beta \mu_* \cdot f'_{\nu_0} \cdot (1 - \exp(-\tau_1 y)) \right] \quad (15)$$

Mit der Randbedingung $I'_{\nu'} = i'_{\nu_0}$ bei $y = 0$ ist die Lösung dieser Gleichung gegeben durch

$$I'_{\nu'} = i'_{\nu_0} e^{-\tau y} + j'_{\nu_0} \cdot (1 - e^{-\tau y}) + \beta_{\nu} f'_{\nu_0} \cdot \left[1 - \frac{\tau_1 e^{-\tau_1 y} - \tau e^{-\tau y}}{\tau_1 - \tau} \right] \quad (16)$$

Dabei ist i'_{ν_0} die Intensität der Sternstrahlung bei der Frequenz $\nu' = \nu_0$ im mitbewegten System.

Der erste Term in Gleichung (16) ist die geschwächte Intensität der Sternstrahlung, die anderen Terme ergeben die Intensität der gestreuten Strahlung.

5. Das Linienprofil

Man führt Zylinderkoordinaten (a, ϑ, z) mit dem Ursprung im Sternzentrum und der z - Achse in Richtung auf den Beobachter ein (siehe Abbildung 12).

Wegen der Rotationssymmetrie um die z - Achse sieht der Beobachter bei der Frequenz ν die resultierende Intensität:

$$I_{\nu} = \frac{1}{\pi \cdot R^2 f_{\nu}^c} \cdot \int_{\vartheta=0}^{2\pi} \int_{a=0}^{\infty} I_{\nu}(a) \cdot a \cdot da \cdot d\vartheta = \frac{2}{R^2 f_{\nu}^c} \cdot \int_0^{\infty} I_{\nu}(a) \cdot a \cdot da \quad , \quad (17)$$

wobei f_{ν}^c der Fluß der Kontinuumsstrahlung des Sterns bei der Frequenz ν an der Oberfläche des Sterns im Ruhesystem und $I_{\nu}(a)$ die Intensität der Strahlung auf den Beobachter bei der Frequenz ν im Ruhesystem sind.

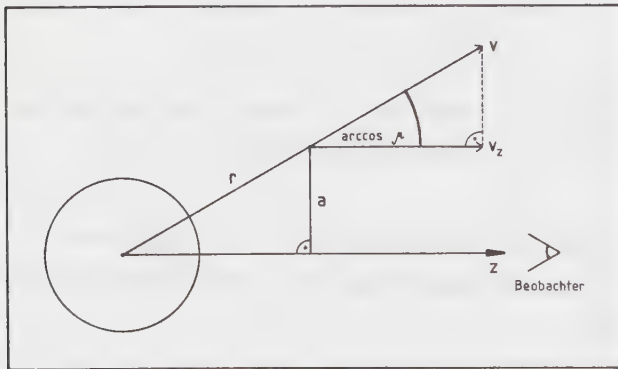


Abb. 12: Einführung von Zylinderkoordinaten (a, φ, z)

Da wegen der Näherung II.2. $dI_{\nu} / dz = 0$ für $\nu \neq \nu_0$ und nach Voraussetzung ii) stets $dv / dr > 0$ und $v > 0$ gilt, folgt daß die gestreute Strahlung, die der Beobachter sieht, zuletzt mit den streuenden Ionen in Wechselwirkung trat, als ihre Frequenz im mitbewegten Bezugssystem dem äußersten roten Flügel der Linie ($y = 1$) entsprach. Vorausgesetzt, daß die Sichtlinie zwischen Beobachter und Ort der Emission nicht durch den Stern unterbrochen ist, gilt deshalb:

$$I_{\nu}(a) \approx I'_{\nu}(r, \mu, y=1) \quad ,$$

wobei $I'_{\nu'}(r, \mu, y=1)$ durch Gleichung (16) und r und μ durch

$$r \cdot \sqrt{1-\mu^2} = a \quad (18a) \quad \text{und} \quad v_z = \mu v = \frac{c(\nu - \nu_0)}{\nu_0} \quad (18b)$$

bestimmt sind (siehe Abbildung 12).

Gleichung (18b) erfordert, daß die Geschwindigkeitskomponente v_z in Beobachtungsrichtung gerade so groß ist, daß Strahlung, die mit der Frequenz $\nu' = \nu_0$ im mitbewegten System emittiert wurde, den Beobachter genau mit der Frequenz ν erreicht. Strahlung, die der Beobachter bei einer gegebenen Frequenz empfängt, wurde also auf einer Fläche konstanter Sichtliniengeschwindigkeit emittiert.

Um in Gleichung (17) die Integrationsvariable a gegen r auszutauschen, betrachtet man eine kleine Verrückung da auf der Fläche $v_z = \text{constant}$. Aus Gleichung (18) folgt dann:

$$da = \frac{\partial a}{\partial r} \cdot dr = \left[\sqrt{1-\mu^2} - \frac{r\mu}{\sqrt{1-\mu^2}} \cdot \frac{\partial \mu}{\partial r} \right] \cdot dr \quad \text{und}$$

$$ada = (1-\mu^2) \cdot r dr - r^2 \mu d\mu.$$

Da $dv_z = \mu dv + v d\mu = 0$, ergibt die Elimination von $d\mu$:

$$ada = \left[\mu^2 \cdot \frac{dv}{dr} + (1 - \mu^2) \cdot \frac{v}{r} \right] \cdot \frac{r^2}{v} \cdot dr = \frac{\partial v_z}{\partial z} \cdot \frac{r^2}{v} \cdot dr, \quad (19)$$

$$\text{denn} \quad \frac{\partial v_z}{\partial z} = \mu \cdot \frac{\partial v}{\partial r} \cdot \frac{\partial r}{\partial z} + v \cdot \frac{\partial}{\partial z} \cdot \left(\frac{z}{\sqrt{a^2 + z^2}} \right)$$

(siehe Abbildung 12).

Definiert man die Sprungfunktion H durch

$$\begin{aligned} H(x) &= 1 & \text{für } x \geq 0 & \quad \text{und} \\ H(x) &= 0 & \text{für } x < 0, \end{aligned} \quad (20)$$

so kann man Gleichung (17) nun schreiben als

$$r_r = r_v^* + \frac{2}{R^2 \cdot f_v^c} \cdot \int_R^\infty H(1 - \mu^2) \cdot \left[H(\mu_* + \mu) \cdot I'_{v'}(r, \mu, y=1) - I'_{v_0}(r, \mu) \right] \cdot \frac{\partial v_z}{\partial z} \cdot \frac{r^2}{v} \cdot dr, \quad (21)$$

da für $x_g = 0$ die Intensität $I'_{v'}(r, \mu, y=1) = I'_{v_0}$ wird und sich damit r_v auf die reine Sternstrahlung $r_v^* = \frac{f_v^*}{f_v^c}$ reduziert.

Der Faktor $H(1 - \mu^2)$ wurde in den Integranden eingeführt, da für Radien mit $|\mu| = \frac{c}{v} \cdot \frac{\Delta v}{v_0} > 1$ kein Beitrag zu r_v geleistet wird.

$H(\mu_* + \mu)$ wird Null, wenn $\mu < -\mu_*$ ist, d.h. wenn der Stern die Sichtlinie zum Ort der Emission unterbricht.

III. Berechnung der Linienprofile

Die Gleichungen (9), (10), (11), (12), (14), (16), (18b), (19) und (20) erlauben die Berechnung des Integranden der Gleichung (21) als Funktion des radialen Abstands vom Sternzentrum r . Bei einer bestimmten Frequenz ν müssen dazu das Strahlungsfeld des Sterns durch die Größen i'_{ν_0} , j'_{ν_0} , f'_{ν_0} , f_{ν}^* und f_{ν}^C spezifiziert und das Geschwindigkeitsgesetz $v(r)$ sowie die optische Tiefe τ der Hülle vorgegeben sein.

Die zugrundegelegten Annahmen sowie einige Bemerkungen zur Genauigkeit des Verfahrens werden im folgenden Abschnitt behandelt.

1. Strahlungsfeld des Sterns

Im Bereich der untersuchten P Cygni Linien wurde ein linienfreies Kontinuum der Intensität i angenommen und Randverdunkelung des Sterns vernachlässigt.

Es ist also $f_{\nu}^* = f_{\nu}^C = i$ und $r_{\nu}^* = 1$. Außerdem gelten für die Strahlungsintensität i'_{ν_0} , für die über alle Richtungen gemittelte Intensität j'_{ν_0} und für den Strahlungsstrom f'_{ν_0} jeweils bei der Frequenz ν_0 im mitbewegten System die Beziehungen:

$$i'_{N_0} = H(\mu - \mu_*) \cdot i$$

$$j'_{N_0} = W \cdot i$$

$$f'_{N_0} = \left(\frac{R}{r}\right)^2 \cdot i$$

mit dem geometrischen Verdünnungsfaktor

$$W = \frac{1}{2} \cdot \left[1 - \sqrt{1 - \left(\frac{R}{r}\right)^2} \right] .$$

Der Faktor $H(\mu - \mu_*)$ reduziert den Ursprung kontinuierlicher Sternstrahlung auf die Sternscheibe. Die Festlegung der Kontinuumsintensität i wird belanglos, da sich diese Größe mit den obigen Annahmen aus Gleichung (21) herauskürzt.

2. Geschwindigkeitsgesetz

Das Geschwindigkeitsgesetz

$$v(r) = v_{\infty} \cdot \left[1 - \left(1 - a\right) \frac{R}{r} - a \cdot \left(\frac{R}{r}\right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (22)$$

mit dem Parameter $-1 \leq a \leq +1$ erfüllt die Bedingungen
 $v > 0$, $dv/dr > 0$, $v = 0$ für $r = R$ und $v = v_{\infty}$ für $r \rightarrow \infty$.

a gleich -1 , 0 oder $+1$ entspricht relativ langsamer, mittlerer oder schneller Beschleunigung der Materie mit
 $v = \frac{1}{2} \cdot v_{\infty}$ bei $r = 2R$, $1.33 R$ bzw. $1.16 R$.

R ist dabei der Radius der Scheibe, die einen Teil der

sich vom Beobachter entfernenden expandierenden Hülle verdeckt. Also ist R gleich dem Radius des Photosphärenanteils, der für kontinuierliche Strahlung im Bereich der Resonanzlinien optisch dick ist.

Lamers und Morton (1976) finden für den O4f - Stern γ Pup ($\dot{M} = 7.2 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$) aus einem Vergleich mit interferometrischen Messungen von Hanbury Brown et al. (1974), daß der beobachtete Radius um 28% größer als der berechnete Photosphärenradius ist. Castor, Abbott und Klein (1975) erklären diesen "Halo - Effekt" durch die Ausbildung einer Hülle infolge Massenflusses, welche wegen Elektronenstreuung im Kontinuum optisch dick ist. In ihrem Modell mit $\dot{M} = 6.6 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ vergrößert der Halo den Photosphärenradius um 13%. Der Faktor, um den sich der Durchmesser des Sterns durch Massenfluß erhöht, ist proportional zur Massenverlustrate und deshalb bei Massenfluß

$\lesssim 3 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ vernachlässigbar. Da aus Schätzungen von McCluskey, Kondo und Morton (1975) für UW CMa eine Verlustrate von ungefähr $3 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ erwartet wurde, konnten die Rechnungen zunächst mit dem Photosphärenradius $R = 20.4 R_{\odot} = 1.42 \cdot 10^{12} \text{ cm}$ (C.I.2.) ausgeführt werden, der sich aus $L = 1.28 \cdot 10^6 L_{\odot}$ (Leung und Schneider, 1978b) und $T_{\text{eff}} = 43000 \text{ K}$ ergibt.

3. Optische Tiefe der Hülle

Bei gegebener Frequenz ν hängt die optische Tiefe der

Hülle noch vom Geschwindigkeitsgradienten und der Dichte der streuenden Ionen ab, die sich proportional zur Dichte der zirkumstellaren Materie und zum Ionisationsgleichgewicht ändert.

a) Dichte der streuenden Ionen

In einem sphärisch symmetrischen stetigen Massenfluß ist die Massenverlustrate gegeben durch die Kontinuitätsgleichung

$$-\frac{dM}{dt} = 4\pi r^2 \cdot \rho(r) \cdot v(r) .$$

Die Dichte der streuenden Ionen läßt sich aus

$$n_i(r) = \frac{n_E}{n_H} \cdot \frac{n_H}{\rho} \cdot \frac{n_i}{n_E}(r) \cdot \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 \cdot v(r)} \quad (23)$$

bestimmen.

Dabei wurden die solaren Elementhäufigkeiten $\frac{n_E}{n_H}$ relativ zu Wasserstoff von Withbroe (1971)

Element	C	Si	P	S
$\log \frac{n_E}{n_H}$	-3.43	-4.45	-6.57	-4.79

und die Zahl der Wasserstoffatome pro Gramm Sternmaterie mit

$$\frac{n_H}{\rho} = 4.21 \cdot 10^{23} \text{ g}^{-1}$$

angenommen.

b) Theoretische Ionisationsgleichgewichte

Die Ableitung der Massenverlustrate setzt die Kenntnis der Ionisationsverhältnisse in der expandierenden Hülle voraus, die im wesentlichen von der Elektronentemperatur und in geringem Maß vom Strahlungsfeld des Sterns abhängen.

Theoretische Ionisationsgleichgewichte $\frac{n_i}{n_E}$ für i - fach ionisierte Atome des Elements E mit der Anzahldichte n_E als Funktion der Elektronentemperatur wurden für die Ionen C III und Si IV Berechnungen von Jordan (1969) entnommen. Die dabei berücksichtigten Prozesse sind:

Stoßionisation durch Elektronen vom Grundzustand aus, Stoßanregung gefolgt von Autoionisation, Photorekombination und dielektronische Rekombination.

Da bei der Energieverteilung eines schwarzen Strahlers mit $T_{sk} = 40000 \text{ K}$ die mittlere Quantenenergie $\overline{h\nu} \approx 3.5 \text{ eV}$ beträgt, können Photoionisationen gegenüber Stoßionisationen durch Elektronen mit Energien von einigen 10^2 eV vernachlässigt werden. Stoßionisationen von angeregten Niveaus aus können Rechnungen von Jordan gemäß ebenfalls vernachlässigt werden. Dreierstöße sind wegen der

Proportionalität zu n_e^2 bei geringen Dichten gegenüber Photorekombinationen unwichtig. Bei hohen Temperaturen und geringen Dichten dominiert die elektronische Rekombination.

Das Verhältnis der Besetzungszahlen zweier aufeinanderfolgender Ionisationsstufen erhält man durch Gleichsetzen der Ionisationsrate von einem bestimmten Niveau aus und der Rate für Rekombination zu diesem Niveau:

$$\frac{n_{i+1}}{n_i} = \frac{Q_i}{\alpha_i},$$

wobei Q_i den totalen Ionisationskoeffizienten für Ionisation von der Stufe i zur Stufe $i+1$ und α_i den totalen Rekombinationskoeffizienten von $i+1$ nach i bedeuten.

Die Abhängigkeit der von Jordan zur Berechnung dieser Verhältnisse verwendeten Koeffizienten von der Elektrodendichte ist bei niedrigen Dichten unkritisch. Die Ergebnisse sind deshalb auf irgendein Plasma niedriger Dichte anwendbar. Die Genauigkeit der Ionisationsgleichgewichte wird von Jordan mit ungefähr 20 % bei $n_e < 10^9 \text{ cm}^{-3}$ angegeben.

Der Linienblend von C III $\lambda 1175.7$ entsteht durch Übergänge von metastabilen angeregten Zuständen aus. Wenn $n_{\text{C III}}^0$ und $n'_{\text{C III}}$ die Anzahldichten der C III - Ionen im Grundzustand bzw. in diesen angeregten Zuständen bedeuten, dann muß für die Untersuchung der beobachteten C III - Linie das Ionisationsverhältnis

$$\frac{n'_{CIII}}{n_{CI}} = \frac{n'_{CIII}}{n^0_{CIII}} \cdot \frac{n^0_{CIII}}{n_{CI}}$$

verwendet werden.

Lamers und Morton (1976) bestimmten das Verhältnis der Besetzungszahlen des metastabilen $^3P^o$ - Niveaus und des 1S - Grundzustands aus der Analyse der entsprechenden C III - Linien bei λ 977.026 bzw. λ 1175.660 im Spektrum des O4f - Sterns γ Pup zu $\frac{n'_{CIII}}{n^0_{CIII}} = 0.1$.

Berechnungen von Loulergue und Nussbaumer (1974) zu Folge müßte in einem starken Strahlungsfeld, das das Ionisationsgleichgewicht dominierend beeinflußt, bei einer Temperatur von $2 \cdot 10^5$ K und einer Dichte von 10^{10} cm^{-3} das Verhältnis $\frac{n'_{CIII}}{n^0_{CIII}} \approx 0.8$ betragen, wenn $T_{sk} = 35000$ K und $W = 0.5$, also keine geometrische Verdünnung angenommen werden. Da in den hier analysierten Messungen die Linie von C III λ 977.026 nicht eingeschlossen ist, konnte das Verhältnis der Besetzungszahlen der $^3P^o$ - und 1S - Niveaus nicht bestimmt werden. Der von Lamers und Morton beobachtete Wert $\frac{n'_{CIII}}{n^0_{CIII}} = 0.1$ wurde übernommen, da die Voraussetzungen für die Bestimmung des theoretischen Werts 0.8 in der zirkumstellaren Hülle von UW CMa nicht erfüllt sind: bei $r > R$ ist $W < 0.5$ und schon bei $r \gtrsim 2R$ ist $n_e < 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

Das Ionisationsgleichgewicht für P V - Ionen wurde

Berechnungen von Landini und Monsignori Fossi (1972) entnommen, die unter denselben Voraussetzungen wie die von Jordan (1969) durchgeführt wurden.

Das theoretische Ionisationsverhältnis von S IV konnte von Lamers und Morton (1976) übernommen werden, die bei der Berechnung folgende Prozesse berücksichtigen:

Stoßionisation durch Elektronen und Photoionisation vom Grundzustand und von einem tiefliegenden angeregten Feinstrukturniveau aus, dielektronische und Photorekombination. Die verwendeten Stoßionisationsraten sind von Seaton (1964), die Rekombinationskoeffizienten wurden mit analytischen Näherungsausdrücken von Aldrovandi und Péquignot (1973) berechnet und die Wirkungsquerschnitte für Photoionisation stammen aus Quellen, die Aldrovandi und Péquignot angeben.

Zur Bestimmung der Photoionisationsrate nahmen Lamers und Morton als Strahlungsfeld das eines schwarzen Körpers mit $T_{sk} = 30000$ K und einem geometrischen Verdünnungsfaktor $W = 0.1$ an.

c) Variation der Ionisationsverhältnisse

Die Berechnung von P Cygni Linienprofilen nach Gleichung (21) erfordert eine Integration durch die Hülle von $r = R$ bis $r \rightarrow \infty$, bzw. $v = 0$ bis $v = v_{\infty}$. Dazu wird

die Variation der optischen Tiefe bei einer bestimmten Frequenz als Funktion des radialen Abstands vom Sternzentrum benötigt. Man erwartet eine Abnahme der Elektronentemperatur mit wachsendem Abstand vom Stern. Die Existenz einer möglichen Inversionszone wie der Übergangsschicht zwischen Photosphäre und Korona der Sonne kann nicht berücksichtigt werden, da hierfür nötige Modellrechnungen bei O - Überriesen fehlen. Diese Vernachlässigung ist jedoch unkritisch, da zumindest oberhalb der Chromosphäre eine Abnahme der Elektronentemperatur angenommen werden darf und die Materiefluggeschwindigkeiten bis zu diesem Punkt so klein sind, daß das Linienprofil nur in dem engen Bereich um das Linienzentrum beeinflußt wird, in dem wegen Näherung ii) keine theoretischen Voraussagen gemacht werden.

Die Variation der Elektronentemperatur hat eine Änderung der Ionisationsverhältnisse als Funktion des Abstands vom Stern zur Folge. Es sei hier auf eine Diskussion der Zeitskalen in Abschnitt V. 3. hingewiesen, wonach tatsächlich die Annahme der Einstellung eines Ionisationsgleichgewichts gerechtfertigt ist.

Da der Temperaturgradient in der Hülle unbekannt ist, wurde für die Änderung der Ionisationsverhältnisse der Ansatz

$$\frac{n_i}{n_E}(r) = \left(\frac{n_i}{n_E}\right)_R \cdot \left(1 - \alpha \cdot \frac{v(r)}{v_\infty}\right)^\gamma \quad (24)$$

gemacht.

$\left(\frac{n_i}{n_E}\right)_R$ ist das Ionisationsgleichgewicht für das Ion i des Elements E an einem Punkt nahe der Photosphäre ($r \approx R$, $v \approx 0$), α und γ sind Parameter mit $0 \leq \alpha \leq 1$ und $\gamma \geq 0$.

Im Fall $\alpha = 1$ verschwindet $\frac{n_i}{n_E}(r)$ für $r \rightarrow \infty$, in den Fällen $\alpha = 0$ oder $\gamma = 0$ bleibt das Ionisationsgleichgewicht konstant.

Mit den Annahmen (23) und (24) läßt sich nun die Variation der Dichte der streuenden Ionen und damit der optischen Tiefe angeben. Damit sind alle nötigen Spezifizierungen für die Berechnung theoretischer P Cygni Linienprofile gemacht.

4. Fehlerbetrachtung

a) Theoretische Genauigkeit

In Abschnitt II. 2. wurde die Vereinfachung der Strömungsgleichung (4) durch die Vernachlässigung von $\partial I'_{\nu}/\partial s$ mit Hilfe der Voraussetzung ii) ($w \ll v$) begründet. Da die thermische Bewegung der streuenden Ionen das Linienprofil in der Nähe des Linienzentrums geringfügig ($< 1\%$) beeinflusst, wurden für diesen Teil des Profils keine

theoretischen Voraussagen gemacht. Die Näherung ii) trägt also nicht zu einem meßbaren Fehler in der Berechnung der Linienprofile bei.

In Abschnitt II.3. wurde die modifizierte Strömungsgleichung (6) durch die Näherung (13a) für die Ergiebigkeit $J'_{\nu'}$ gelöst. Die Genauigkeit dieses Verfahrens wurde von Lucy (1971) mit Hilfe einer Methode von Chandrasekhar (1950, chap.2) überprüft. Dabei wird die Integro - Differentialgleichung (6) in ein System gekoppelter Differentialgleichungen umgeformt und $J'_{\nu'} = \frac{1}{2} \cdot \int_{-1}^1 I'_{\nu'}(\mu) d\mu$ mit Hilfe der Gaußschen Quadraturformeln durch numerische Integration in den Teilintervallen $(-1, \mu_*)$ und $(\mu_*, 1)$ berechnet, da der Integrand bei $\mu = \mu_*$ eine Unstetigkeitsstelle besitzt. Die Integration der resultierenden Gleichungen ergibt genaue Werte $I'_{\nu'}(r, \mu, y=1)$ an den Quadraturstellen $\mu = \mu_j$, die dann mit den entsprechenden Werten aus Gleichung (16) verglichen werden können. Die Abbildung 13 zeigt den maximalen Fehler von $I'_{\nu'}(r, \mu, y=1)$ für verschiedene Werte von τ_1 als Funktion der Flußgeschwindigkeit. In der Modellrechnung wurden der Parameter des Geschwindigkeitsgesetzes $a = -0.5$ gesetzt und die Annahmen III.1. über das Strahlungsfeld des Sterns gemacht. Da mit diesem Verfahren der Maximalfehler von $I'_{\nu'}$ bestimmt wurde, und die Berechnung von r_y eine Integration durch die Atmosphäre darstellt, kann man erwarten, daß der Fehler von r_y immer kleiner als 3% bleibt.

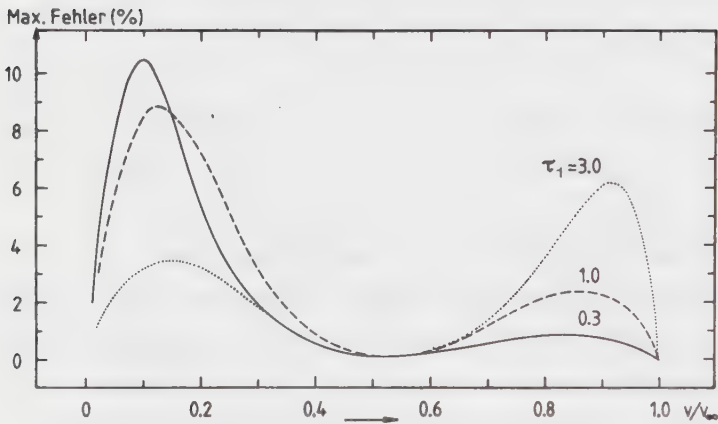


Abb. 13: Maximaler Fehler von $I'_{\eta'}(r, \mu, y=1)$ für verschiedene Werte von τ_1 als Funktion der Flußgeschwindigkeit v/v_∞ ; (nach Lucy, 1971).

b) Numerische Genauigkeit

Der Integrand der Gleichung (21) kann als Funktion von r dargestellt und damit $r_{\eta'}$ durch Integration von R bis ∞ berechnet werden.

Zur numerischen Auswertung des Integrals ersetzt man jedoch besser die Integrationsvariable r durch v und führt die Integration von $v = 0$ (für $r = R$) bis $v = v_\infty$ (für $r \rightarrow \infty$) durch. Die Transformationsgleichung ist einfach das Geschwindigkeitsgesetz:

$$r(v) = \frac{R}{b} \cdot \left[\frac{1-a}{2} + \sqrt{\frac{(1-a)^2}{4} + a \cdot b} \right] \quad \text{mit} \quad b = 1 - \left(\frac{v}{v_\infty} \right)^2.$$

Numerische Integration mit Hilfe der Simpson - Regel liefert dann eine Genauigkeit in r_ν besser als 1%, wenn für $\nu > \nu_0$ (Absorptionsprofil) ungefähr 500 und für $\nu < \nu_0$ (Emissionsprofil) ungefähr 200 Quadraturstellen gewählt werden.

IV . Vergleich der gemessenen und theoretischen Linienprofile

Die beobachteten Resonanzlinien von Si IV , P V und S IV und der Blend der sechs Linien des Multipletts von C III , die von angeregten metastabilen Zuständen mit $\chi \approx 6.5$ eV ausgehen, wurden mit theoretischen P Cygni Linienprofilen verglichen, die nach der Theorie von Kapitel II. berechnet wurden. Lucy's (1971) Lösung der Strömungsgleichung für eine sphärisch symmetrische expandierende Atmosphäre setzt voraus, daß die Linien durch kohärente isotrope Streuung entstehen, daß die thermische Bewegung der streuenden Ionen vernachlässigbar ist ("Sobolev approximation") und daß das kontinuierliche Strahlungsfeld des Sterns in der Hülle bis auf geometrische Verdünnung ungeschwächt ist.

1. Variation der Profilparameter

Zur optimalen Anpassung der theoretischen Profile an die Beobachtungen wurden Gitter von Linienprofilen durch Variation der Parameter a ($-1 \leq a \leq +1$) im Geschwindigkeitsgesetz (22), α ($0 \leq \alpha \leq 1$) und γ ($\gamma \geq 0$, $\gamma \approx 1$) in Gleichung (24) sowie der Größe $\dot{M} \cdot \left(\frac{n_I}{n_E} \right)_R$ berechnet, die nach Gleichung (23) die Dichte der streuenden Ionen bestimmt.

a) Geschwindigkeitsgradient

Den Einfluß der Variation des Geschwindigkeitsgradienten auf das Linienprofil illustriert Abbildung 14, die das theoretische P Cygni Profil der Linie von S IV λ 1062.672 für verschiedene Werte von a zwischen - 0.6 und + 0.6 zeigt. Die anderen Profilparameter wurden bei $\alpha = 1$, $\gamma = 1$ und $\log \dot{M} \cdot \left(\frac{n_i}{n_E} \right)_R (g \cdot s^{-1}) = 18.35$ festgehalten. Die beobachtete Radialgeschwindigkeit der kurzwelligen Kante der S IV - Absorptionslinie beträgt $v_\infty = - 1150 \text{ km} \cdot s^{-1}$.

Für alle Profilberechnungen wurden die statistischen Gewichte der unteren Niveaus g_l und die Oszillatorenstärken f aus Tabelle 8 verwendet.

Der f - Wert der sechs Linien zwischen λ 1174.933 und 1176.370 des nicht aufgelösten Multipletts von C III , die von angeregten metastabilen unteren Niveaus bei 6.493, 6.495 und 6.502 eV ausgehen ($2s2p \ ^3P^o - 2p^2 \ ^3P$), wurde von Lamers und Morton (1976) übernommen; die Oszillatorenstärken der anderen Resonanzlinien stammen von Morton und Smith (1973). Die Genauigkeit der f - Werte aller Übergänge wird auf $\pm 10\%$ oder besser geschätzt.

Das Geschwindigkeitsgesetz bestimmt den Abstand von der Photosphäre, bei dem die Materieströmung die Geschwindigkeit v' besitzt. Da ein Teil der Hülle für den Beobachter durch die Sternscheibe verdeckt bleibt, hängt der Betrag der Emission bei der Wellenlänge $\lambda = \lambda_o (1 + \frac{v'}{c})$ von

der geometrischen Höhe über der Photosphäre ab, bei der die Geschwindigkeit v' erreicht wird. Bei relativ schneller Beschleunigung ($a > 0$) besitzt der Materiefluß schon nahe bei der Photosphäre diese Geschwindigkeit v' und der Emissionspeak wird kleiner sein als wenn v' erst in großer Höhe erreicht wird ($a < 0$), vorausgesetzt, daß die optische Tiefe $\tau(r)$ in beiden Fällen unverändert bleibt.

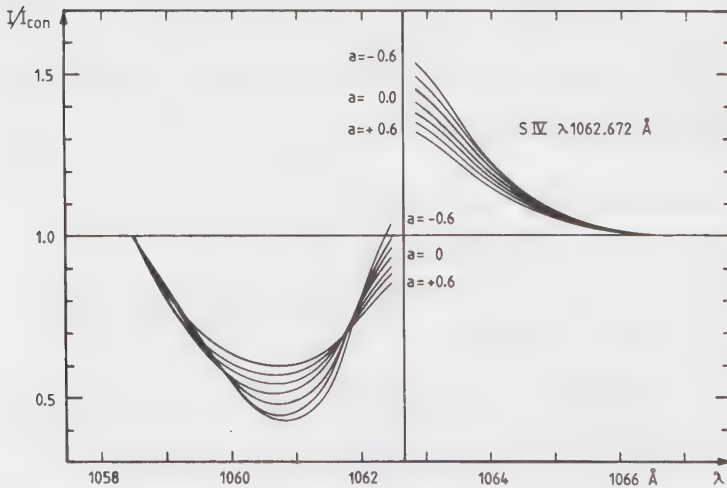


Abb. 14: Einfluß der Variation von a auf das Linienprofil von S IV $\lambda 1062.7$ ($\alpha = 1$; $\gamma = 1$; $\log \dot{M} \cdot \left(\frac{n_i}{n_E} \right)_R = 18.35$).

Tabelle 8. Statistische Gewichte und Oszillatorenstärken +)

Ion	$\lambda_{\text{lab}} (\text{\AA})$	g_l	f
C III	1175.66*)	9	0.257
Si IV	1393.755	2	0.528
	1402.770	2	0.262
P V	1128.006	2	0.245
S IV	1062.672	2	0.038
	1073.045	4	0.037

+) nach Morton und Smith (1973) und Lamers und Morton (1976);

*) mittlere Wellenlänge des nicht aufgelösten Multipletts.

Beste Übereinstimmung zwischen beobachteten und berechneten Profilen ergab sich bei allen Linien für Werte des Geschwindigkeitsparameters zwischen $-0.15 \leq a \leq +0.2$. Da sich theoretisch aus der Untersuchung aller Linien dasselbe Geschwindigkeitsgesetz ableiten lassen muß, wurde für alle weiteren Rechnungen der Wert $a = 0$ und damit

$$v(r) = v_{\infty} \sqrt{1 - \frac{R}{r}}$$

angenommen. Optimale Anpassung an die gemessenen Profile ergab sich dann durch Variation der Parameter α , γ und $\dot{M} \cdot \left(\frac{n_i}{n_E}\right)_R$.

b) Optische Tiefe

Die optische Tiefe

$$\tau(r) = \frac{e^2 g f \lambda_0}{4 \pi e c r^2 v(r)} \cdot \frac{n_E}{n_H} \cdot \frac{n_H}{g} \cdot \dot{M} \cdot \left(\frac{n_i}{n_E}\right)_R \cdot \left(1 - \alpha \frac{v(r)}{v_{\infty}}\right)^{\gamma} \cdot \left[\frac{c^2}{v(r)^2} \cdot \left(\frac{\lambda_0}{\lambda} - 1\right)^2 \cdot \left(\frac{dv}{dr} - \frac{v(r)}{r}\right) + \frac{v(r)}{r} \right]^{-1}$$

ist bei gegebener Wellenlänge λ und bekanntem Geschwindigkeitsgesetz $v(r)$ noch von α , γ und $\dot{M} \cdot \left(\frac{n_i}{n_E}\right)_R$ abhängig. Gute Übereinstimmung zwischen beobachteten und gemessenen Profilen ließ sich nur in einem sehr kleinen Variationsbereich der Parameter α und γ mit $\alpha \approx 1$ und $\gamma \approx 1$ erreichen.

Im physikalisch sinnvollsten Fall $\alpha = 1$ geht das Ionisationsverhältnis $\frac{n_i}{n_E}(r)$ für $r \rightarrow \infty$ gegen Null. Für $\alpha < 1$ wird vor allem das Verhältnis von Absorptionstiefe zu Emissionsstärke zu groß und mit den Beobachtungen unvereinbar. Die Empfindlichkeit des Absorptionsprofils gegenüber Änderungen von α zeigt Abbildung 15. Das Profil der Linie von C III $\lambda 1175.7$ wurde für $a = 0$, $\gamma = 1$, $\log \dot{M} \cdot \left(\frac{n_i}{n_E} \right)_R$ (g.s⁻¹) = 15.35 und $v_\infty = -1150$ km.s⁻¹ für verschiedene Werte von α berechnet. Für $\alpha = 0$ ist das Ionisationsgleichgewicht räumlich konstant und man erhält Absorptionskomponenten mit einer unstetigen Intensitätsänderung an der kurzwelligen Kante.

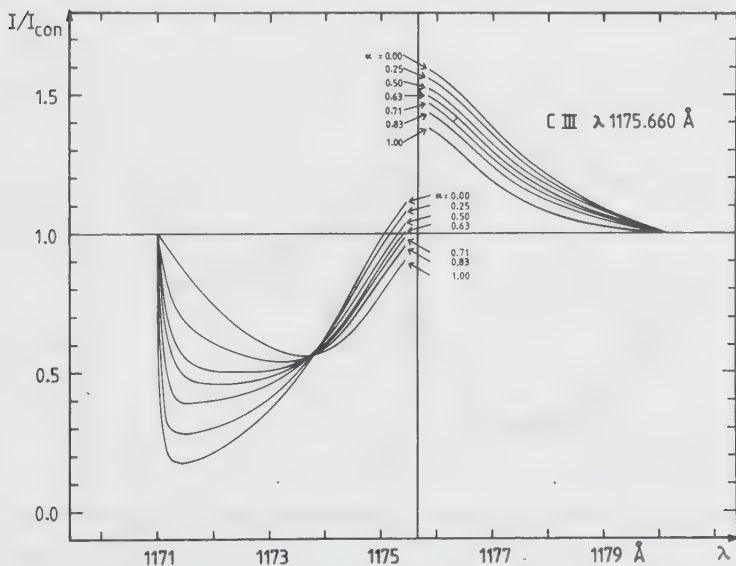


Abb. 15: Einfluß der Variation von α auf das Linienprofil von C III $\lambda 1175.7$ ($a = 0$; $\gamma = 1$; $\log \dot{M} \cdot \left(\frac{n_i}{n_E} \right)_R = 15.35$).

Die Beeinflussung des Profils durch Änderungen von γ wird in Abbildung 16 gezeigt. Die P Cygni Linie von P V λ 1117.979 wurde mit $a = 0$, $\alpha = 1$, $\log \dot{M} \left(\frac{n_i}{n_E} \right)_R = 18.85$, $v_\infty = -1150 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ und γ zwischen 0.8 und 1.2 berechnet. Die Variation von γ wirkt sich in ähnlicher Weise auf das Profil aus wie die Änderung von a (Abbildung 14). Mit wachsendem γ wird der Betrag der Emission kleiner und die Absorption flacher. Bei einer relativ langsamen Abnahme der Tiefe mit zunehmender Entfernung vom Stern erhält man also ein ausgeprägteres P Cygni Profil als bei schnellerer optischer Verdünnung der zirkumstellaren Materie nach außen hin.

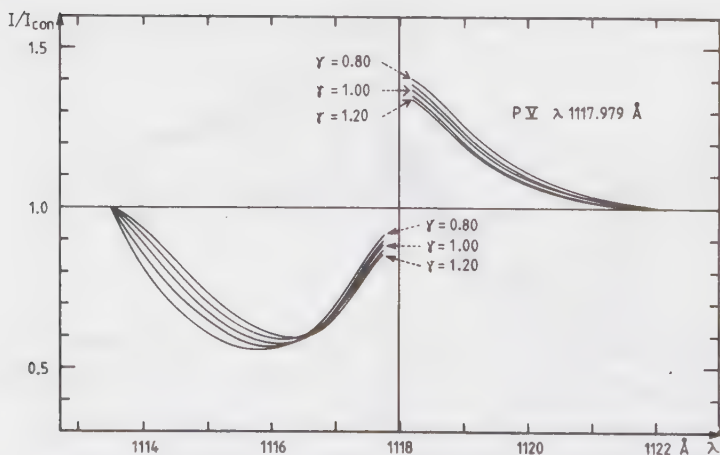


Abb. 16: Einfluß der Variation von γ auf das Linienprofil von P V λ 1118.0 ($a = 0$; $\alpha = 1$; $\log \dot{M} \cdot \left(\frac{n_i}{n_E} \right)_R = 18.85$).

Entscheidende Auswirkung auf die optische Tiefe der Hülle und damit auf das Linienprofil hat schließlich die Wahl des Parameters $\dot{M} \cdot \left(\frac{n_i}{n_E} \right)_R$, der Information über die Elektronentemperatur der Hülle und die Massenverlustrate enthält. Abbildung 17 zeigt als Beispiel theoretische Profile von C III λ 1175.7 für $a = 0$, $\alpha = 1$, $\gamma = 1$, $v_\infty = -1150 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ und Werte von $\log \dot{M} \cdot \left(\frac{n_i}{n_E} \right)_R$ zwischen 14.8 und 15.8. Je größer die Massenverlustrate und das Ionisationsverhältnis werden, desto ausgeprägter wird auch das P Cygni Profil.

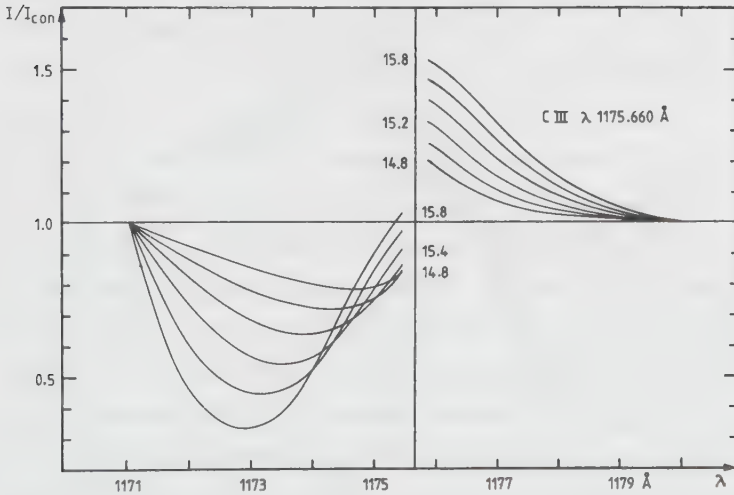


Abb. 17: Einfluß der Variation von $\log \dot{M} \cdot \left(\frac{n_i}{n_E} \right)_R$ auf das Linienprofil von C III λ 1175.7 ($a = 0$; $\alpha = 1$; $\gamma = 1$).

Die Abhängigkeit der Profilgestalt von der Massenverlustrate bei räumlich konstantem Ionisationsgleichgewicht ist in Abbildung 18 durch Linienprofile von P V λ 1117.979 für $a = 0$, $\alpha = 0$, $v_{\infty} = -1150 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ und $\log \dot{M} \cdot \frac{n_i}{n_E}$ zwischen 18.20 und 19.40 demonstriert. Die Emissionskomponente geht für großes $\dot{M} \cdot \frac{n_i}{n_E}$ in eine gesättigte Form über.

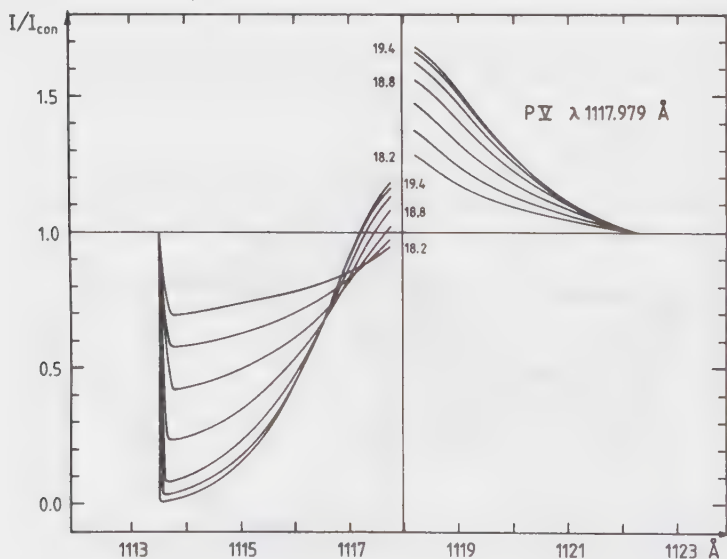


Abb. 18: Einfluß der Variation von $\log \dot{M} \cdot \left(\frac{n_i}{n_E}\right)_R$ bei räumlich konstanten Ionisationsgleichgewicht ($\alpha = 0$) auf das Linienprofil von P V λ 1118.0 ($a = 0$; $\gamma = 0$).

2. Elektronentemperatur und Massenverlustrate

Abbildung 3 zeigt das Resonanzdublett von N V $\lambda\lambda 1238.8, 1242.8$ mit ausgeprägtem P Cygni Profil, nahezu gesättigter Absorptionskomponente und sehr starkem Emissionsanteil. Morton et al. (1968) konnten diese beiden Linien bei Orion Überriesen nachweisen und Smith (1970) und Morton (1976) veröffentlichten Spektren des O4f - Sterns γ Pup, die das N V - Resonanzdublett mit gesättigter Absorption zeigen.

Wegen des 2. Hauptsatzes der Thermodynamik kann das zirkumstellare Gas durch das Strahlungsfeld des Sterns nicht heißer werden als die Photosphäre. Deshalb müßte selbst bei einem frühen O - Stern die relative Häufigkeit von N V - Ionen viel zu klein sein, um eine identifizierbare Linie bilden zu können.

Eine Elektronentemperatur $\gtrsim 1.5 \cdot 10^5$ K wird benötigt, um die beobachtete Häufigkeit von N V durch Stoßionisation zu produzieren, da Photoionisation bei niedrigeren Temperaturen nicht ausreichend ist. Auch die von Lamers und Morton (1976) bei γ Pup beobachteten Spektrallinien von O VI und S VI erfordern eine Elektronentemperatur im Bereich $1.7 \cdot 10^5 < T_e < 2 \cdot 10^5$ K bei Elektronendichten zwischen 10^9 und 10^{11} cm^{-3} . Die beobachtete hohe Besetzung der metastabilen angeregten Niveaus von C III ist mit einer derartigen Elektronentemperatur in Einklang. In Abschnitt V.4. wird kurz

ein möglicher Mechanismus zur Aufheizung der Hülle auf so hohe Temperaturen diskutiert.

Unter der Voraussetzung, daß der Hauptbeitrag zu den beobachteten P Cygni Linien aus einem Teil der Hülle stammt, der in erster Näherung durch den angenommenen Verlauf der optischen Tiefe und des Geschwindigkeitsgradienten beschrieben werden kann, lassen sich Elektronentemperatur der Hülle und Massenverlustrate des Sterns aus einem Vergleich der beobachteten Größen $\dot{M} \cdot \frac{n_i}{n_e}$ mit den theoretisch vorhergesagten Ionisationsverhältnissen $\frac{n_i}{n_e} = f(T_e)$ ableiten.

Das Linienprofil hängt vom Geschwindigkeitgesetz und der optischen Tiefe der Hülle ab, die wiederum eine Funktion des Geschwindigkeitsgradienten und des integrierten Linienabsorptionskoeffizienten ist, der schließlich durch die Größe $\dot{M} \cdot \frac{n_i}{n_e}(r)$ bestimmt ist (siehe Gleichungen (11), (14), (23) und (24)).

Durch die Anpassung der theoretischen Profile an die Beobachtungen wurde der Wert des Parameters a im Geschwindigkeitgesetz (22) zu $a = 0$ bestimmt. Da sich die Absorptionsstärken nur für $\alpha \approx 1$ ($\alpha \leq 1$) gut darstellen lassen, wurde bei allen Linien der plausible Fall eines im Unendlichen verschwindenden Ionisationsverhältnisses und damit $\alpha = 1$ vorausgesetzt.

Die beste Übereinstimmung zwischen berechneten und

gemessenen Linienprofilen ließ sich dann durch die Wahl der in Tabelle 9 angegebenen Parameter γ , $\dot{M} \cdot \left(\frac{n_i}{n_E} \right)_R$ und v_∞ erreichen. Abbildung 2 zeigt den Vergleich der Messungen (Punkte) und bestmöglich angepassten theoretischen Profile (durchgezogene Linie) für die analysierten Linien der Ionen S IV, P V, C III und Si IV.

Da die Theorie den Effekt der Überlappung zweier Komponenten eines Dubletts nicht miteinschließt, konnte beim Resonanzdublett von Si IV $\lambda\lambda$ 1393.8, 1402.8 nur das Profil der Emissionskomponente der λ 1402.8 - Linie mit den Beobachtungen verglichen werden. Wegen ungenügender Trennung der beiden Komponenten überlappen die Absorptionskomponente der λ 1402.8 - Linie und der Emissionsanteil der λ 1393.8 - Linie in einem breiten Bereich. Das Signal - Rausch - Verhältnis in den Absorptionen der beiden Komponenten ist wegen der bei wachsender Wellenlänge stark abnehmenden Empfindlichkeit des Spektrometers sehr klein. Da in diesem Fall Fehler der Hintergrund - Korrektur ausschlaggebend werden, wurden auch für den Absorptionsanteil der λ 1393.8 - Linie keine theoretischen Voraussagen gemacht.

Bei dem Dublett von S IV $\lambda\lambda$ 1062.7, 1073.0 wurde der aus der Analyse der beiden Komponenten erhaltene mittlere Wert $\log \dot{M} \cdot \left(\frac{n_i}{n_E} \right)_R = 18.25$ zur Ableitung der Massenverlustrate des Sterns und der Elektronentemperatur der Hülle verwendet.

Tabelle 9. Profilparameter.

Ion		γ	$\log \dot{M} \cdot \left(\frac{n_i}{n_E} \right)_R \text{ (g.s}^{-1}\text{)}$	$v_\infty \text{ (km.s}^{-1}\text{)}$
C III	1175.7	0.75	15.30	1150
Si IV	1402.8	0.90	17.60	1500
P V	1128.0	1.00	18.85	1150
S IV	1062.7	0.80	18.35	1150
S IV	1073.0	0.80	18.15	1150

In Abbildung 19 ist der Verlauf von

$$\log \dot{M} = \log \left[\dot{M} \cdot \left(\frac{n_i}{n_E} \right)_R \right]_{\text{obs}} - \log \left(\frac{n_i}{n_E} \right)_{\text{calc}}$$

als Funktion von $\log T_e$ für die vier untersuchten Ionen aufgetragen. Die beobachteten Linienprofile begrenzen den Bereich der Elektronentemperatur nahe der Photosphäre in dem sie unter den gegebenen Voraussetzungen miteinander vereinbar sind, auf $5.25 \lesssim \log T_e \lesssim 5.40$.

Als wahrscheinlichste Werte ergeben sich

$$\begin{aligned} \dot{M} &= 2.3 \text{ (} \pm 0.8 \text{) } \cdot 10^{-6} M_\odot \cdot \text{yr}^{-1} \\ T_e &= 2.2 \text{ (} \pm 0.4 \text{) } \cdot 10^5 \text{ K} \end{aligned}$$

Die Fehler kommen durch Unsicherheiten der Ionisationsgleichgewichte und des Strahlungsfelds und durch mögliche Beeinflussung der Linienprofile durch andere überlagerte Emissionen oder Absorptionen sowie durch Meß - und Reduktionsungenauigkeiten zustande.

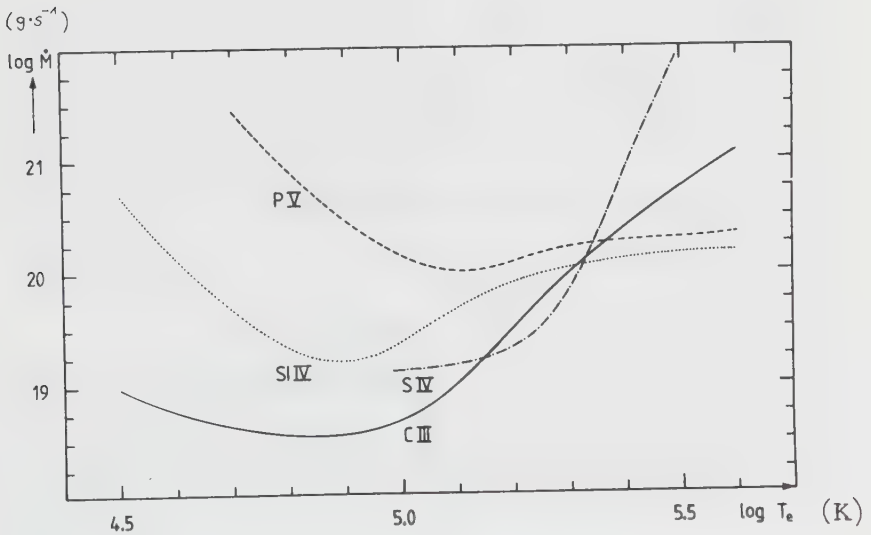


Abb. 19: Theoretischer Verlauf der Massenverlustrate $\log \dot{M} = \log \left[\dot{M} \cdot \left(\frac{n_i}{n_E} \right)_R \right]_{\text{obs}} - \log \left(\frac{n_i}{n_E} \right)_{\text{calc}}$ als Funktion der Elektronentemperatur für die vier untersuchten Ionen P V, Si IV, S IV und C III.

V. Diskussion

1. Beschleunigungsmechanismus

Im angenommenen Modell kommt die Beschleunigung der zirkumstellaren Materie durch den Impulsübertrag $\frac{h\nu}{c}$ pro Photon auf Ionen durch Absorptionen in bestimmten Linien zustande. Um einen kontinuierlichen Massenfluß des gesamten Plasmas zu erzeugen, muß der gewonnene Impuls von den Ionen auf die umgebenden Protonen, Elektronen und Heliumkerne verteilt werden. Dazu muß die Zeitkonstante für Wechselwirkung der absorbierenden Ionen mit diesen Teilchen t_{ww} klein sein gegen eine charakteristische Zeit t_v , in der sie durch Photonenabsorption eine große Geschwindigkeit relativ zu den umgebenden Teilchen erhalten. Die charakteristische Bremszeit t_{ww} für bewegte geladene Teilchen der Masse A (in Einheiten m_H) und Ladung Z durch Wechselwirkung mit H^+ , e^- und He^{++} ist nach Spitzer (1962) ungefähr

$$t_{ww} \approx \frac{A \cdot T_e^{\frac{3}{2}}}{Z^2 \cdot n_e} \quad (\text{ in s }) .$$

Nach Lamers und Rogerson (1978) ist die Zeit t_v , die nötig ist um die absorbierenden Ionen durch Photonenabsorption um den Betrag der thermischen Geschwindigkeit der umgebenden Teilchen (H^+ , e^- , He^{++}) ohne Wechselwirkung mit diesen zu beschleunigen, ungefähr gegeben durch

$$t_v \approx 3 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{A \cdot T_e^2}{f'_{\nu_0}} \quad (\text{in s}).$$

Man ersetzt f'_{ν_0} durch $\left(\frac{R}{r}\right)^2 \cdot B_{\nu_0}(T)$ mit der Planck-funktion B_{ν} und erhält für $Z = 3$, $r = 3R$, $T_e = 10^5$ K, $\nu_0 = 2.5 \cdot 10^{15}$ Hz und $T = 30000$ K aus der Bedingung $t_{ww} < t_v$ eine untere Grenze für die Elektronendichte:

$$n_e \gtrsim 2 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}.$$

Da die erwartete Elektronendichte bei $r = 3R$ in der Größenordnung $10^9 \dots 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ liegt, ist eine Beschleunigung des gesamten Plasmas durch selektiven Strahlungsdruck auf bestimmte Ionen bis zu Entfernungen $r \gtrsim 10 R$ möglich.

2. Effektivität einzelner Linien

Die Beschleunigung, die infolge von Absorption in einer Linie i auf die Sternatmosphäre wirkt, ergibt sich mit Gleichung (13b) zu:

$$(g_R)_i = \frac{\pi}{c} \int_0^\infty k_{\nu'} F_{\nu'} d\nu' = \frac{\pi}{c} \chi \int_0^1 F_{\nu'} dy = \frac{\pi}{c} \chi \left(\frac{R}{r}\right)^2 B_{\nu_0}(T) \cdot \frac{1 - \exp(-\tau_i)}{\tau_i}.$$

Die Bewegungsgleichung für einen kontinuierlichen sphärisch symmetrischen Fluß in einer expandierenden Hülle aus idealem Gas unter Vernachlässigung von radiativer Beschleunigung durch Elektronenstreuung

lautet:

$$\left(v^2 - \frac{\alpha \cdot T}{\mu}\right) \cdot \frac{1}{v} \cdot \frac{dv}{dr} = \sum_i (g_R)_i - \frac{G \cdot M}{r^2} + \frac{2 \cdot \alpha \cdot T}{\mu} - \frac{\alpha}{\mu} \cdot \frac{dT}{dr} .$$

α ist die Gaskonstante, μ das mittlere Atomgewicht und G die Gravitationskonstante.

Die isothermische Schallgeschwindigkeit $v_s = \sqrt{\frac{c_p}{c_v} \cdot \frac{\alpha \cdot T}{\mu}}$ wird praktisch schon bei $r = R$ erreicht, so daß sie im Überschallbereich gegen die aktuelle Geschwindigkeit v vernachlässigbar ist. Der erste Term auf der rechten Seite stellt eine Summation über die Beschleunigungsanteile $(g_R)_i$ aller für Impulsübertrag effektiven Absorptionslinien dar, der zweite Term ist die Gravitationsbeschleunigung $g = GM/r^2$.

Für $r = 2R$ sind die beiden restlichen Terme von der Größenordnung 1, wenn der Temperaturgradient $\frac{dT}{dr} \approx \frac{T}{r}$ und $T = 10^5$ K, und somit gegen die linke Seite der Gleichung vernachlässigbar, da in diesem Atmosphärenbereich $v \cdot \frac{dv}{dr} \approx 10^3$ ist.

Die Bewegungsgleichung kann dann einfach geschrieben werden als

$$v \cdot \frac{dv}{dr} = \sum_i (g_R)_i - g .$$

Bei $r = 3R$ in der Atmosphäre von UW Cma ergeben die beiden Resonanzlinien N V $\lambda 1238^\circ$ und Si IV $\lambda 1402.8$ allein

je einen Anteil

$$\frac{(g_R)_i - g}{v \cdot \frac{dv}{dr}} = 0.04 \quad ,$$

während bei einem Of - Stern mit $T_{\text{eff}} = 45\,000\text{ K}$ die Anteile dieser beiden Linien an der gesamten Beschleunigung der zirkumstellaren Materie sogar bei 14 % bzw. 11 % liegen.

Die Kraft durch selektiven Strahlungsdruck in Resonanzlinien ist also von der richtigen Größenordnung, um die beobachteten Flußgeschwindigkeiten zu erklären.

Die Zahl der effektiven Linien läßt sich ebenfalls abschätzen. Im Prinzip kann durch das Strahlungsfeld des Sterns höchstens die Kraft L/c übertragen werden. Wenn eine einzige Linie davon den Bruchteil L_{v_∞}/c^2 übernimmt und die insgesamt auf die zirkumstellare Materie übertragene Kraft $\dot{M}v_\infty$ ist, muß die Zahl der wirksamen Linien $\dot{M} \cdot c^2 / L$ betragen. Mit $\dot{M} = 2.3 \cdot 10^{-6} M_\odot \cdot \text{yr}^{-1}$ und $L = 1.3 \cdot 10^6 L_\odot$ werden dann bei UW CMa mindestens 25 Linien benötigt. Diese grobe Abschätzung ist in Einklang mit den theoretischen Überlegungen von Castor, Abbott und Klein (1975), die zusätzlich zu den starken Resonanzlinien mit einer großen Zahl wirksamer schwächerer Absorptionen im unbeobachtbaren Spektralbereich jenseits der Lyman - Grenze ($\lambda 912$) rechnen. Ergebnisse von Messungen der Zahl "strahlungsdruckaktiver" UV - Linien

bei einer Anzahl von Objekten von de Loore, de Grève und Lamers (1977) zeigen ebenfalls, daß größenordnungsmäßig 10^1 bis 10^2 Linien effektiv werden.

3. Zeitskalen

Ionisations - und Rekombinationsprozesse in der expandierenden Hülle sind nur dann mit der lokalen Elektronentemperatur und dem photosphärischen Strahlungsfeld im Gleichgewicht, wenn die Zeitskalen für Ionisation t_{Ion} und Rekombination t_{Rek} klein sind gegen eine charakteristische Expansionszeit t_{Exp} . Für Ionisation gibt es dabei die alternativen Möglichkeiten der Stoßionisation und der Photoionisation mit den jeweils charakteristischen Zeiten t_{Koll} und t_{Rad} , wobei $t_{\text{Ion}} = \text{Min} (t_{\text{Koll}}, t_{\text{Rad}})$. Lamers und Morton (1976) haben die genannten Zeitskalen wie folgt definiert:

$$t_{\text{Rek}} = \left[\partial \ln \left(\frac{n_i}{n_e} \right) / \partial t \right]_{\text{Rek}}^{-1} = \frac{1}{\alpha \cdot n_e} ,$$

wobei α der Koeffizient für dielektronische und Photo - Rekombination ist und von Aldrovandi und Péquignot (1973) übernommen wurde;

$$t_{\text{Koll}} = \left[\partial \ln \left(\frac{n_i}{n_e} \right) / \partial t \right]_{\text{Koll}}^{-1} = \frac{1}{\gamma \cdot n_e} ,$$

wobei γ der Koeffizient für Stoßionisation ist und von Seaton (1964) stammt;

$$t_{\text{Rad}} = \left[\partial \ln \left(\frac{n_i}{n_E} \right) / \partial t \right]_{\text{Rad}}^{-1} = \frac{1}{\beta} ,$$

wobei $\beta = 3.4 \cdot 10^{19} \cdot \alpha(\nu_0) \cdot \chi^2 \cdot W \cdot T_{\text{sk}} \cdot \text{dex} \left(-5040 \cdot \frac{\chi}{T_{\text{sk}}} \right)$
mit dem Ionisationspotential χ (in eV) und dem Absorptions-
koeffizienten $\alpha(\nu_0)$;

$$t_{\text{Exp}} = \left[\partial \ln g / \partial t \right]_{\text{Exp}}^{-1} = \left[\frac{v}{r} + 2 \cdot \frac{dv}{dr} \right]^{-1}$$

ist die charakteristische Expansionszeit.

Zwischen $r = 1.1 R$ ($v/v_\infty = 0.3$) und $r = 10 R$ ($v/v_\infty = 0.95$)
wächst t_{Exp} von $4.0 \cdot 10^3$ s auf $1.2 \cdot 10^5$ s an. Die entsprechende
Variation der Elektronendichte erhält man aus der Kontinuitäts-
gleichung des Massenflusses

$$-\frac{dM}{dt} = 4\pi r^2 g \cdot v$$

unter der Annahme vollständiger Ionisation von H und He.
Dann ist nämlich $n_e = 5.05 \cdot 10^{23} \cdot g \text{ (cm}^{-3} \text{)}$. Zwischen 1.1
und 10 R fällt die Elektronendichte bei einer Massenver-
lustrate $\dot{M} = 2.3 \cdot 10^{-6} M_\odot \cdot \text{yr}^{-1}$ von $7 \cdot 10^{10}$ auf $2.7 \cdot 10^8$
 cm^{-3} ab.

Tabelle 10 enthält die Zeitskalen für Rekombination und
Ionisation bei $v/v_\infty = 0.6$ ($r = 1.58 R$) nach Rechnungen
von Lamers und Morton (1976). An dieser Stelle der Hülle
liegt die vergleichbare charakteristische Zeit für Expansion
 t_{Exp} bei $1.2 \cdot 10^4$ s und die Elektronendichte beträgt
 $n_e = 2.3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

Tabelle 10. Zeitskalen für Rekombination und Ionisation
bei $v/v_{\infty} = 0.6$.

Übergang	t_{Ion} (s)	t_{Rek} (s)
C II - C III	0.00005	1
C III - C IV	0.1	2
N IV - N V	2	1
N V - N VI	20	50
Si III - Si IV	0.00008	0.7
Si IV - Si V	0.1	0.7
P IV - P V	0.2	0.5
P V - P VI	0.5	0.5
S III - S IV	0.02	0.2
S IV - S V	0.2	0.5

Die Rechnungen zeigen, daß für die Ionen C III , N V , Si IV , P V und S IV t_{Rek} und t_{Ion} immer um mehr als zwei Größenordnungen kleiner sind als t_{Exp} . Rekombinations - und Ionisationsprozesse können sich deshalb Änderungen von T_e und n_e anpassen, so daß das Ionisationsgleichgewicht in der expandierenden Hülle gewahrt bleibt.

4. Energiedissipation

Lucy und Solomon (1970), Thomas (1973) und Hearn (1975) wiesen darauf hin, daß die Dissipation kinetischer Energie infolge von Instabilitäten der Materieströmung die zirkumstellare Hülle aufheizen kann.

Störungen des Geschwindigkeitsfelds im Massenfluß können leicht erklärt werden. Wenn die Geschwindigkeit eines Volumenelements der Hülle relativ zum umgebenden Gas erhöht wird, so sehen die Ionen dieses Elements einen höheren Strom kontinuierlicher Sternstrahlung infolge von Dopplerverschiebung zu kürzeren Frequenzen. Folglich erhöht sich die Kraft pro Gramm auf dieses Element und es wird weiter beschleunigt. Solche Turbulenzen erzeugen Stoßwellen, an deren Front dauernd ein kleiner Teil der kinetischen Energie des Flusses dissipiert, also in thermische Energie umgewandelt wird und das Gas aufheizt. Wenn dabei Temperaturen von ungefähr $2 \cdot 10^5$ K erreicht werden, können N V - Ionen durch Stoßionisation auf einer Zeitskala produziert werden, die mit einer charakteristischen Expansionszeit vergleichbar ist.

Temperaturen, bei denen N V , O VI und S VI durch Stöße zerstört werden ($\sim 10^6$ K), können nicht erreicht werden, da dann keine Ionen übrigbleiben würden, die Kontinuumstrahlung im fernen UV - Bereich absorbieren könnten; dann wären keine Verursacher von Instabilitäten und Turbulenzen des Massenflusses und damit einer Auf-

heizung der Hülle mehr vorhanden.

5. Elektronentemperatur und Massenverlustrate

a) Elektronentemperatur

In einer "kühlen" Hülle mit $T_e \approx T_{\text{eff}}$ wird das Ionisationsgleichgewicht hauptsächlich durch das Strahlungsfeld des Sterns bestimmt. Die bei UW CMa und anderen O - Sternen beobachteten Ionisationsraten speziell von N V , O VI und S VI sind jedoch viel größer als man bei reiner Photoionisation erwarten könnte. Bei Temperaturen im Bereich von 10^5 bis 10^6 K entstehen diese Ionen durch Stoßionisation. Sie produzieren ausgeprägte Resonanzlinien im UV Balmer - Kontinuum (siehe z. B. Abbildung 3). Da diese Ionen in der Photosphäre nicht vorkommen, absorbieren sie in der Hülle einen relativ großen Betrag des UV - Strahlungsstroms und erzeugen deshalb einen starken Strahlungsdruck auf die zirkumstellare Materie, der diese radial nach außen hin beschleunigt und zu Massenverlust des Sterns führt.

Die Beobachtungen zwingen also zu der Annahme, daß die Hüllentemperatur wesentlich größer als die effektive Temperatur des Sterns ist. Dann dominiert Stoßionisation gegenüber Photoionisation und die Ionisationsverhältnisse $\frac{n_i}{n_e}$ sind nahezu unabhängig von der Elektronendichte n_e ,

da sowohl Ionisations - wie auch Rekombinationsraten proportional zu n_e sind. Die maximalen Werte von $\frac{n_i}{n_e}$ werden für C III und Si IV bei $\log T_e = 4.90$, für P V und S IV bei $\log T_e = 5.10$ und für N V bei $\log T_e = 5.30$ erreicht.

Lamers und Snow (1978) berechneten Ionisationsgleichgewichte der Ionen Si IV und N V , die bei O - und B - Sternen oft beobachtet werden, für den Fall optisch dünner "kühler" Hüllen mit $T_e \approx 0.8 T_{\text{eff}}$ als Funktion der Elektronentemperatur, um das Auftreten dieser Linien mit der Position im Hertzsprung - Russell - Diagramm zu korrelieren.

Die Annahme einer optisch dünnen Hülle ist gerechtfertigt, da die optische Tiefe der Hülle in der charakteristischen Entfernung vom Stern, für die die Materieflußgeschwindigkeit bei dem angenommenen Geschwindigkeitsgesetz $v = \frac{1}{2} \cdot v_\infty$ ist, im Bereich der untersuchten Resonanzlinien in der Größenordnung 1 liegt. Das Kontinuum nähert sich dagegen erst bei einer optischen Tiefe $\tau \approx 1/\sqrt{\epsilon}$ dem lokalen thermodynamischen Gleichgewicht (LTE) (Lamers und Snow, 1978). ϵ ist das Verhältnis von Stoß - zu Photoionisation und liegt in "kühlen" Hüllen ($T = 10^4 \dots 10^{4.5}$ K; $n_e \approx 10^9 \text{ cm}^{-3}$) bei $\epsilon \approx 10^{-9} \dots 10^{-11}$, was einer optischen Tiefe der Größenordnung 10^5 entspricht. Folglich weichen die Verhältnisse sehr stark vom LTE ab und solche Hüllen dürfen in sehr guter Näherung als optisch dünn angenommen werden.

Abbildung 20 zeigt die Einordnung von O - und B - Sternen mit spektralen Anzeichen für Massenverlust aus dem Katalog von Snow und Morton (1976) und einer Liste von Lamers und Snow (1978) in ein Hertzsprung - Russell - Diagramm mit der ZAMS - Hauptreihe, die von Snow und Morton übernommen wurde. Die gestrichelten Flächen in Abbildung 20 begrenzen die Bereiche, in denen sich Sterne befinden müßten, in deren Hüllen ein für die Bildung von N V - bzw. Si IV - Linien ausreichendes Ionisationsverhältnis herrscht.

Als Kriterium für die Beobachtbarkeit dieser Ionen wurde $\frac{n_i}{n_e} \gg 10^{-4}$ angenommen, wobei die im Abstand $r \approx 3 R$ vom Sternzentrum typische Elektronendichte $n_e \approx 10^9 \text{ cm}^{-3}$ und eine geometrische Verdünnung $W = 0.1$ der Sternstrahlung vorausgesetzt sind.

Aus den beiden Diagrammen geht eindeutig hervor, daß N V - und Si IV - Ionen bei wesentlich niedrigeren Temperaturen beobachtet werden als mit dem Modell einer "kühlen" Hülle vorausgesagt wird. Tatsächlich zeigen noch so späte Sterne wie z.B. B1 Ib ($T_{\text{eff}} \approx 20000 \text{ K}$) bzw. B8 Ia ($T_{\text{eff}} \approx 12000 \text{ K}$) deutliche N V - und Si IV - Linien, obwohl bei diesen Temperaturen die theoretischen Ionisationsverhältnisse $< 10^{-10}$ sind. Dadurch wird noch einmal deutlich, daß das Ionisationsgleichgewicht nicht durch Strahlungs -, sondern durch Stoßprozesse dominierend beeinflusst wird und deshalb Hüllentemperaturen größer als 10^5 K herrschen müssen, die mit der bei UW CMA abgeleiteten

Elektronentemperatur $T_e = 2.2 \cdot 10^5$ K in Einklang sind.

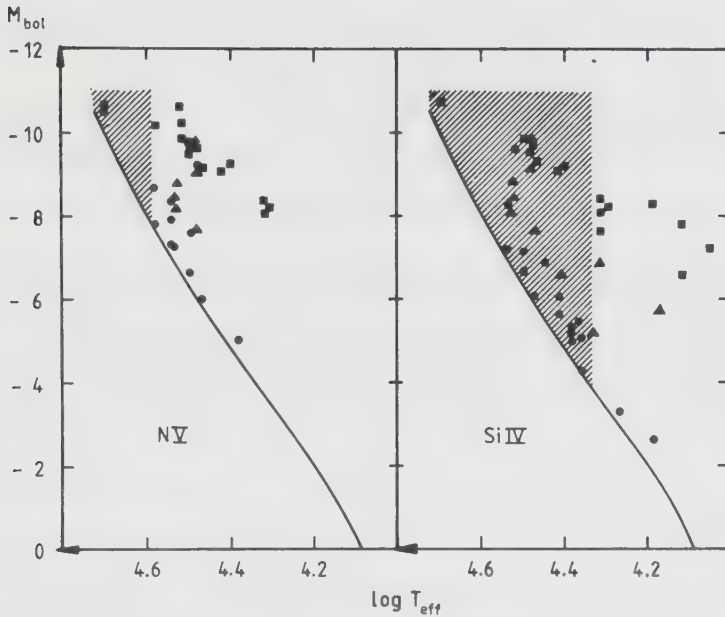


Abb. 20: Einordnung von O - und B - Sternen mit P Cygni Linien der Ionen N V bzw. Si IV in Hertzsprung - Russell - Diagramme. Die schraffierten Flächen begrenzen die Bereiche, in denen man Sterne mit N V - bzw. Si IV - Ionen in den zirkumstellaren Hüllen erwartet, wenn die Hüllentemperaturen T_e ungefähr gleich den effektiven Temperaturen T_{eff} der Sterne wären (nach Lamers und Snow, 1978). Die verschiedenen Symbole sind Leuchtkraftklassen zugeordnet:

- Ia und Ib
- ▲ II und III
- IV und V

Die aus dem Ansatz (24) für die Variation der Ionisationsverhältnisse folgende Änderung der Elektronentemperatur als Funktion des radialen Abstands vom Sternzentrum kann nicht explizit aus der theoretischen Darstellung des Ionisationsgleichgewichts als Funktion der Temperatur (III.3.b) abgeleitet werden, da die Elektronentemperatur keine eindeutige Funktion der Ionisationsverhältnisse ist. Gleichung (24) beinhaltet nur eine grobe Beschreibung des Temperaturgradienten in seinem asymptotischen Verhalten für große Entfernungen vom Stern und berücksichtigt nicht eine mögliche Inversionszone nahe der Photosphäre.

b) Massenverlustrate

Theoretische Berechnungen des Massenaustauschs in dem engen Doppelsternsystem UW Canis Majoris ergeben, daß die Sekundärkomponente nur zwischen 0.25 und 1 % der Masse ansammelt, die die Primärkomponente in Form von Sternwind verliert (Kondo, McCluskey und Rahe, 1978). Fast die gesamte Materie, die der 07f - Stern abgibt, verläßt also das System.

Aus der Analyse von Resonanzlinien mit P Cygni Profilen konnte eine Massenverlustrate von $2.3 (\pm 0.8) \cdot 10^{-6} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ abgeleitet werden. Dieser Wert ist in sehr guter Übereinstimmung mit einer groben Abschätzung von McCluskey, Kondo und Morton (1975), die aus der Absorptionsstärke verschiedener Linien im COPERNICUS UV - Spektrum nach einer Methode von Morton (1967b) für frühe Überriesen-

sterne für UW CMa einen Materieverlust von $3 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ als wahrscheinlichsten Wert ermittelten. Hutchings (1976) fand aus visuellen spektroskopischen Beobachtungen für dasselbe System eine Massenverlustrate von $\dot{M} = 8 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$, ein Ergebnis, das in Anbetracht grundsätzlich verschiedener Methoden mit den Werten dieser Arbeit und der von McCluskey et al. ebenfalls in guter Übereinstimmung ist.

Barlow und Cohen (1977) untersuchten den Massenverlust von OBA - Überriesen und Of - und Oe - Sternen mit Hilfe des Infrarot - Exzesses dieser Objekte, der durch zirkumstellare frei - frei - Emission entsteht. Die Massenverlustrate ergab sich dabei als nahezu proportional zur Leuchtkraft und sollte durch die Beziehung

$$\dot{M} = \alpha \cdot (L/L_{\odot})^{\beta}$$

mit $\alpha = 6.8 \cdot 10^{-13} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ und $\beta = 1.10 \pm 0.06$ für O - Sterne darstellbar sein. Die für UW CMa ermittelte Massenverlustrate $\dot{M} = 2.3 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ genügt diesem empirischen Gesetz für $\beta = 1.07$.

Der gefundene Betrag des Massenverlustes ist auch mit theoretischen Ergebnissen von Castor, Abbott, und Klein (1975) konsistent, die für O5 - Sterne Massenverlustraten von $6 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ erwarten. Solche Objekte würden während ihres Hauptreihen - Wasserstoffbrennens $\frac{1}{4}$ bis $\frac{1}{3}$ ihrer ursprünglichen Masse verlieren.

Deutliche Auswirkungen auf die Entwicklung dieser Sterne sind dann offensichtlich. Theoretische Entwicklungswege in Abhängigkeit von der Massenverlustrate werden zum Beispiel von de Loore et al. (1977) diskutiert.

Auch für UW CMa ist dieser Gesichtspunkt von Bedeutung. Nach Stothers (1972) liegt die Lebensdauer eines solchen O - Sterns wahrscheinlich in der Größenordnung $t \approx 5 \cdot 10^6$ Jahre. Wenn die abgeleitete Massenverlustrate von ungefähr $2 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ während dieser ganzen Zeit konstant bliebe, so gingen dem System während seiner gesamten Entwicklungszeit etwa $10 M_{\odot}$ verloren; das entspricht $\sim 20\%$ der anfänglichen Masse. Der damit verbundene Energieabstrom $\frac{1}{2} \dot{M} v_{\infty}^2$ beträgt 0.02% der während der gesamten Lebensdauer abgestrahlten Energie und liegt bei etwa 10^{50}erg , was mit der Ausbruchenergie einer Supernova vom Typ I vergleichbar ist.

Hutchings (1976) hat eine Reihe von O - und B - Sternen inklusive UW CMa in ein theoretisches Hertzsprung - Russell - Diagramm eingetragen. Aus einem Vergleich ihrer Position in diesem Diagramm mit berechneten Entwicklungswegen läßt sich bei einer absoluten bolometrischen Helligkeit $M_{\text{bol}} = -10$ mag eine Masse von $50 M_{\odot}$ abschätzen (McCluskey und Kondo, 1976). Die mit Hilfe der Methode differentieller Korrekturen nach Wilson und Devinney (1971) aus der photoelektrischen Lichtkurve von Ogata und Hukusaku (1977) in Abschnitt C.III abgeleitete Masse der O7f - Komponente beträgt $41 M_{\odot}$. Dieses Ergebnis ist mit der Massenverlust-

rate von $2.3 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ und der von Stothers angegebenen Lebensdauer konsistent, wenn UW CMa ein entwickeltes System ist, das bereits sein Hauptreihenstadium beendet hat (siehe Abschnitt E.).

Ein ähnliches Beispiel ist das von Bohannon und Conti (1976) untersuchte Doppelsternsystem BD + 40° 4220 (O7f + O6f). Mit den absoluten bolometrischen Helligkeiten der beiden Komponenten ergeben sich aus der Masse - Leuchtkraft - Beziehung Massen von ungefähr $80 M_{\odot}$, während aus der spektroskopisch ermittelten Orbitalbewegung die Massen $M(\text{O7f}) = 60 (\pm 15) M_{\odot}$ und $M(\text{O6f}) = 15 (\pm 5) M_{\odot}$ bestimmt werden konnten. Der O6f - Stern muß also schon ungefähr $60 M_{\odot}$ verloren haben.

Auch der O4f - Stern γ Pup, der eine anfängliche Masse von etwa $100 M_{\odot}$ besessen hatte, hat im Lauf seiner Entwicklung durch Sternwind 15 bis $30 M_{\odot}$ abgegeben (Lamers und Morton, 1976).

E. Entwicklung des Systems

In Abschnitt C. konnte aus der Analyse der photoelektrischen Beobachtungen abgeleitet werden, daß der Bedeckungsveränderliche UW Canis Majoris ein enges Kontaktsystem ist. Prinzipiell gibt es nur zwei Möglichkeiten, eine solche Konfiguration auszubilden:

i) Spaltung der Sternmaterie in zwei Objekte bei kritischem Drehimpuls, der gerade für die Herstellung der Kontaktkonfiguration, nicht aber für eine vollständige Trennung der beiden Komponenten ausreicht. Beide Sterne können sich dabei in ihrem Hauptreihenstadium befinden ("Zero Age Contact").

ii) Sternentwicklung einer oder beider Komponenten bis zu oder über ihre kritischen Roche - Flächen hinaus in der raschen Expansionsphase, in der Wasserstoff - Schalen - brennen stattfindet und sich der Stern im Hertzsprung - Russell - Diagramm von der Hauptreihe weg ins Rote - Riesen - Stadium bewegt ("Evolved Contact").

Während der Fall i) äußerst unwahrscheinlich ist, sprechen verschiedene Argumente für die Möglichkeit ii):

Neben der Spektralklassifikation als O7 Ia - Überriese (Walborn, 1971) bestätigt ein Vergleich der in Abschnitt C.III. berechneten absoluten Radien mit ZAMS - Radien, die aus einem Hertzsprung - Russell - Diagramm von deLoore

et al. (1977) abgeleitet wurden, diese Annahme. Danach sollten Hauptreihen - Sterne mit 40 bis 50 $M_{\odot}$ und effektiven Temperaturen zwischen 43000 und 46000 K Photosphärenradien zwischen ungefähr 8 und 9 $R_{\odot}$ besitzen, während diese Analyse für UW CMA den sehr viel größeren Wert $R = 20 R_{\odot}$ ergab.

Leung und Schneider (1978a) berechneten als Funktion des Massenverhältnisses Linien kritischer Periode in einem Perioden - Spektraltyp - Diagramm, für die beide Komponenten eines engen Doppelsternsystems gerade ihre inneren Roche - Flächen ausfüllen.

Die Periode ist über das dritte Kepler'sche Gesetz mit der Massensumme oder mit dem Massenverhältnis und einer Einzelmasse sowie mit dem Abstand beider Sterne verknüpft, der sich über das Roche - Modell für den Grenzfall des inneren Kontakts als Funktion des Massenverhältnisses in Einheiten des Radius einer Einzelkomponente darstellen läßt (Plavec und Kratochvíl, 1964). Mit der ZAMS Masse - Radius - Relation von Stothers (1972) ergeben sich die für $q = 0.5$ und 1.0 in Abbildung 21 gestrichelt bzw. durchgezogen gezeichneten Linien kritischer Periode für inneren Kontakt als Funktion des Spektraltyps. Dieses Diagramm dient zur Klassifikation von Bedeckungsveränderlichen als Zero Age Contact (ZAC) - oder Evolved Contact (EC) - Systeme entsprechend ihrer Position links oder rechts der kritischen Grenzlinie. Die Einordnung von UW CMA sowie einiger anderer Doppelsterne in das Diagramm weist diese als entwickelte

Kontaktsysteme aus (nach Leung und Schneider, 1978a).

Die weitere Entwicklung von UW Canis Majoris führt möglicherweise zu einem Wolf - Rayet - System, da wesentliche Merkmale erkennbar sind, die solche Sterne auszeichnen.

Bekanntlich sind die meisten Wolf - Rayet - Sterne Mitglieder von Doppelsternsystemen, und man vermutet, daß alle diese Objekte Doppelsterne sind.

Nach Kuhl (1973) und Bohannan und Conti (1976) zeigt das Spektrum typischer Wolf - Rayet - Sterne um +100 bis + 200 km $\cdot$ s⁻¹ rotverschobene Emissionslinien; der W - R - Stern besitzt eine Masse von ungefähr 10 M_☉ und eine für diese Masse zu große Leuchtkraft; der Begleiter ist vom Spektraltyp O5 bis B0; das Massenverhältnis M_{WR}/ M_{OB} liegt zwischen 0.2 und 0.4.

Als Vorläufer von Wolf - Rayet - Systemen wurden bereits einige enge Doppelsterne vorgeschlagen.

Massey und Conti (1977) vermuten, daß HDE 228766 ein W - R - Stern wird. Dieses System besteht aus einem O 5.5 f und einem O 7.5 I - Stern mit jeweils 16 M_☉. Der Of - Stern verliert etwa 10⁻⁵ M_☉ $\cdot$ yr⁻¹ und hat seine Wasserstoff - Schale bereits verloren. Das Massenverhältnis wird größer und möglicherweise entwickelt sich der Stern in einen Wolf - Rayet - Stern mit einem massereicheren Begleiter.

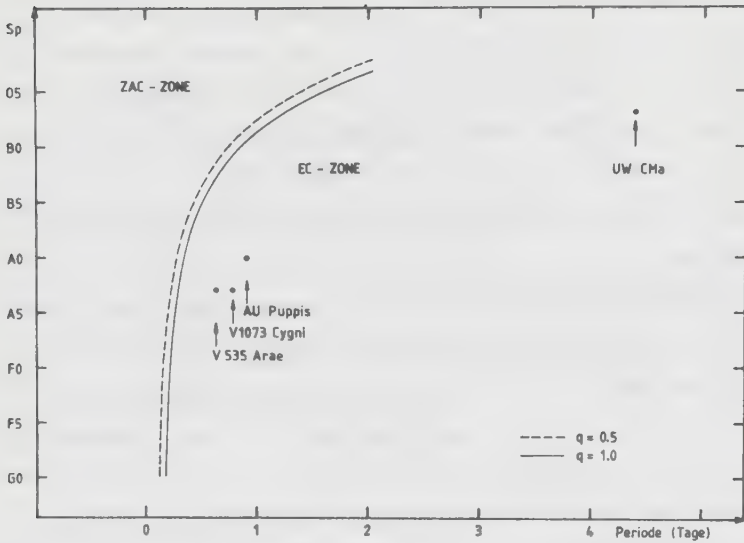


Abb. 21: Kritische Grenzen für inneren Kontakt in einem Spektraltyp - Perioden - Diagramm für $q = 0.5$ und 1.0 (gestrichelte bzw. durchgezogene Linien) nach Leung und Schneider (1978a). Die Einordnung von UW CMa und anderen entwickelten Kontaktsystemen ist markiert.

Nach Bohannon und Conti (1976) ist auch das System BD + 40⁰ 4220, das aus zwei Of - Überriesen mit mindestens 47 $M_{\odot}$ (Primärkomponente) und 16 $M_{\odot}$ (Sekundärkomponente) besteht, ein unmittelbarer Vorläufer eines W - R - Sterns. Die zweite Komponente hat eine für ihre Masse zu große

Leuchtkraft und besitzt bis auf das Erscheinungsbild ihres Spektrums die Charakteristiken eines Wolf - Rayet - Sterns. Die Emissionslinien sind um ungefähr $+ 200 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ rotverschoben und die Massenverlustrate beträgt ungefähr $10^{-5} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$. Das Massenverhältnis $q = 0.2$ stimmt mit dem typischer Wolf - Rayet - Systeme überein.

UW CMa ist mit HDE 228 766 und BD + 40° 4220 vergleichbar. Der Massenverlust beträgt $2.3 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ (D.IV.2.). Die anfängliche Masse des Of - Sterns betrug mindestens 40 bis 50 $M_{\odot}$. Der wahrscheinlichste Wert des Massenverhältnisses ist $q = 0.75$ (C.I.2.). Da das Spektrum der zweiten Komponente jedoch nur sehr schwer zu entdecken ist, ist der genaue Wert unsicher, liegt aber auf jeden Fall nahe bei $q = 1$. Der Of - Stern besitzt eine für seine gegenwärtige Masse zu hohe Leuchtkraft und ähnelt auch in dieser Beziehung einem Wolf - Rayet - Stern in einem W - R - Doppelsternsystem. Der Spektraltyp der Sekundärkomponente ist OB. Die Emissionslinien schließlich sind um einige hundert $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ rotverschoben (Tabellen 1 und 2).

Diese Charakteristiken machen UW CMa zu einem möglichen Vorläufer eines Wolf - Rayet - Systems. Die Of - Komponente wird später möglicherweise einen Supernovaausbruch erleiden, bei dem sich ein Neutronenstern oder ein Schwarzes Loch bildet. Die Entwicklung des Begleiters vollzieht sich langsamer und führt vielleicht zu einem Röntgen - Doppelstern.

Herrn Professor Dr. J. Rahe, Erlangen, danke ich für die Betreuung der Arbeit, insbesondere für seine ständige Unterstützung und stete Hilfsbereitschaft.

Herrn Dr. Y. Kondo - NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Md. / USA - bin ich für die Bereitstellung von Satellitenmessungen und für wertvolle Hinweise dankbar.

Herrn Dr. E. Schöffel, Erlangen, danke ich für viele Diskussionen und Anregungen.

Die Berechnungen wurden mit dem TR 440 - Computer des Rechenzentrums der Universität Erlangen - Nürnberg durchgeführt.

Literaturverzeichnis

- Aldrovandi, S.M.V und Péquignot, D. 1973, Astr.Ap., 25, 137.
 Barlow, M.J. und Cohen, M. 1977, Ap.J., 213, 737.
 Batten, A.H. 1967, Pub. Dom. Ap. Obs. Victoria, 13, 119.
 Beals, C.S. 1951, Pub. Dom. Ap. Obs., 9, 1.
 Bohannan, B. und Conti, P.S. 1976, Ap.J., 204, 797.
 Bohlin, R.C. 1975, Ap.J., 200, 402.
 Carbon, D.F. und Gingerich, O. 1969, in "Theory and Observations of Normal Stellar Atmospheres", Hrsg. O. Gingerich (Cambridge:MIT Press).
 Carruthers, G.R. 1968, Ap.J., 151, 269.
 Castor, J.I., Abbott, D.C. und Klein, R.I. 1975, Ap.J., 195, 157.
 Chandrasekhar, S. 1950, "Radiative Transfer" (Oxford:Oxford University Press).
 de Loore, C., de Grève, J.P. und Lamers, H.J.G.L.M. 1977, Astr. Ap., 61, 251.
 FitzGerald, P. 1965, Pub. David Dunlap Obs., 2, 417.
 Frost, E. B. 1906, Ap.J., 23, 265.
 Gaposchkin, S. 1936, Harvard Bull., No. 902, 17.
 Hanbury Brown, R., Davis, J. und Allen, L.R. 1974, M.N.R.A.S., 167, 121.
 Harper, W.E. 1920, Pub. Dom. Obs. Ottawa, 4, 115.
 Harris, D.L. 1963, in "Basic Astronomical Data", Hrsg. K.Aa. Strand (Chicago:University of Chicago Press), S. 204.
 Hearn, A.G. 1975, Astr.Ap., 40, 355.
 Hutchings, J.B. 1968, M.N.R.A.S., 141, 239.
 Hutchings, J.B. 1969, M.N.R.A.S., 144, 235.
 Hutchings, J.B. 1970, M.N.R.A.S., 147, 367.
 Hutchings, J.B. 1976, Ap.J., 203, 438.
 Hutchings, J.B. 1977, Pub.A.S.P., 89, 668.
 Irwin, J. 1947, Ap.J., 106, 380.
 Jordan, C. 1969, M.N.R.A.S., 142, 501.
 Kelly, R.L. und Palumbo, L. 1973, Naval Res. Lab. Rept., 7599.
 Kondo, Y. 1978, private Mitteilung.
 Kondo, Y., McCluskey, G.E., Jr. und Gulden, S.L. 1976, in "X - Ray Binaries" (Washington:National Aeronautics and Space Administration).
 Kondo, Y., McCluskey, G.E., Jr. und Rahe, J. 1978, in Vorbereitung.
 Kuan, P. und Kuhl, L.V. 1975, Ap.J., 199, 148.
 Kuhl, L.V. 1973, in "Wolf - Rayet and High Temperature Stars", Hrsg. M.K.V. Bappu und J. Sahade (Boston:Reidel).
 Lamers, H.J.G.L.M. 1975, Phil. Trans. Royal Soc. London, A., 279, 445.
 Lamers, H.J.G.L.M. und Morton, D.C. 1976, Ap.J.Suppl., 32, 715.
 Lamers, H.J.G.L.M. und Rogerson, J.B. 1978, in Vorbereitung.
 Lamers, H.J.G.L.M. und Snow, Th.P., Jr. 1978, Ap.J., 219, 504.
 Landini, M. und Monsignori Fossi, B.C. 1972, Astr.Ap.Suppl., 7, 291.
 Leung, K.C. und Schneider, D.P. 1978a, Ap.J., 222, 917.
 Leung, K.C. und Schneider, D.P. 1978b, Ap.J., 222, 924.
 Leung, K.C. und Wilson, R.E. 1977, Ap.J., 211, 853.

- Loulergue, M. und Nussbaumer, H. 1974, Astr. Ap., 34, 225.
Lucy, L.B. 1967, Zs.f.Ap., 65, 89.
Lucy, L.B. und Solomon, P.M. 1970, Ap.J., 159, 879.
Lucy, L.B. 1971, Ap.J., 163, 95.
Luyten, W.J. und Ebbighausen, E.G. 1935, Ap.J., 82, 246.
Massey, P. und Conti, P.S. 1977, Ap.J., 218, 431.
McCluskey, G.E., Jr. und Kondo, Y. 1976, Ap.J., 208, 760.
McCluskey, G.E., Jr., Kondo, Y. und Morton, D.C. 1975, Ap.J.,
201, 607.
McCrea, W.H. und Mitra, K.K. 1936, Zs.f.Ap., 11, 359.
Morton, D.C. 1967a, Ap.J., 147, 1017.
Morton, D.C. 1967b, Ap.J., 150, 535.
Morton, D.C. 1976, Ap.J., 203, 386.
Morton, D.C. und Adams, T.F. 1968, Ap.J., 151, 611.
Morton, D.C., Jenkins, E.B. und Bohlin, R.C. 1968, Ap.J., 154, 661.
Morton, D.C. und Smith, W.H. 1973, Ap.J.Suppl., 26, 333.
Morton, D.C. und Underhill, A.B. 1977, Ap.J.Suppl., 33, 83.
Noerdlinger, P.D. und Rybicky, G.B. 1974, Ap.J., 193, 651.
Ogata, H. und Hukusaku, C. 1977, IAU Inf. Bull. Var. Stars, No.1235.
Pearce, J.A. 1932, Pub. Dom. Ap. Obs. Victoria, 6, 49.
Plavec, M. und Kratochvíl, P. 1964, B.A.C., 15, 165.
Rogerson, J.B., Spitzer, L., Drake, J.F., Dressler, K., Jenkins, E.B.,
Morton, D.C. und York, D.G. 1973, Ap.J.(Letters),
181, L97.
Rogerson, J.B. und Upson, W.L. 1977, Ap.J.Suppl., 35, 37.
Russell, H.N. und Merrill, J.E. 1952, Contr. Princeton Univ. Obs.,
No. 26.
Schuerman, D.W. 1972, Ap. and Space Sci., 19, 351.
Seaton, M.J. 1964, Planet. Space Sci., 12, 55.
Seyfert, C.K. 1941, Ap.J., 93, 442.
Smith, A.M. 1970, Ap.J., 160, 595.
Snow, T.P. und Morton, D.C. 1976, Ap.J.Suppl., 32, 429.
Spitzer, L. 1962, "Physics of Fully Ionized Gases" (New York:Inter-
science).
Stecher, T.P. 1970, Ap.J., 159, 543.
Sterne, T.E. 1941, Proc. Nat. Acad. Sci. (U.S.), 27, 168.
Stothers, R. 1972, Ap.J., 175, 431.
Struve, O., Sahade, J., Huang, S.S. und Zeberg, V. 1958, Ap.J.,
128, 328.
Struve, O. und Sherman, F. 1941, Ap.J., 93, 84.
Struve, O. und Swings, P. 1940, Ap.J., 91, 546.
Swings, P. 1942, Ap.J., 95, 112.
Thomas, R.N. 1973, Astr.Ap., 29, 297.
van Helden, R. 1972, Astr.Ap., 21, 209.
Walborn, N.R. 1971, Ap.J.Suppl., 23, 257.
Wilson, R.E. und Devinney, E.J. 1971, Ap.J., 166, 605.
Wilson, R.E. und Sofia, S. 1976, Ap.J., 203, 182.
Withbroe, G.L. 1971, in "The Menzel Symposium", Hrg. K.B.
Gebbie, NBS Spec. Pub. 353 (Washington:Government
Printing Office)
Wyse, A. 1939, Lick Obs. Bull., 19, 17.
York, D.G. und Miller, A.E. 1974, Memorandum to Users of
Copernicus Data (Princeton:Princeton University
Observatory).

Lebenslauf

Am 10. Januar 1951 wurde ich in Nürnberg als Sohn von Richard und Gertraud Drechsel (geb. Windisch) geboren.

Meine Ausbildung begann mit dem Besuch der Volksschule Nürnberg, Bismarckstraße, in die ich 1957 aufgenommen wurde. 1961 wechselte ich zum damaligen Realgymnasium Nürnberg, dem heutigen Willstätter-Gymnasium, Nürnberg, mit neusprachlichem Ausbildungsweg. Dort legte ich 1970 das Abitur ab.

Im Wintersemester 1970/71 begann ich das Studium der Physik an der Universität Erlangen-Nürnberg, das ich im Februar 1977 mit der Diplom-Hauptprüfung abschloß.

Danach arbeitete ich an der Remeis-Sternwarte Bamberg, dem Astronomischen Institut der Universität Erlangen-Nürnberg; an meiner Dissertation.

Offsetdruck
GmbH & Co. KG.

86 Bamberg · Hohe-Kreuz-Str. 9b

M. SCHADEL

» Tel. 0951/54414 » 58461 «